

112 7-21  
154

# PHYSIKALISCHE BERICHTE

Herausgegeben vom

VERBAND

DEUTSCHER PHYSIKALISCHER GESELLSCHAFTEN E.V.

QC  
1  
P68  
vol. 36  
1957  
KOS, 11-12  
N/c

unter der Redaktion

von H. EBERT und M. SCHÖN

Wissenschaftlicher Beirat:

J. BARTELS, W. GENTNER, P. GÖRLICH, F. HUND, M. v. LAUE

M. PFLÜCKE, R. W. POHL, B. RAJEWSKY, R. ROMPE, A. SCHEIBE

F. TRENDELENBURG, R. VIEWEG, K. WOLF



# PHYSIKALISCHE BERICHTE

Herausgegeben vom Verband Deutscher Physikalischer Gesellschaften e. V.  
unter der Redaktion von H. Ebert und M. Schön

Band 36

November 1957

Heft 11

## I. Allgemeines

9919 **Ward Pigman.** *Die sozialen Aspekte der Naturwissenschaften.* Phys. Bl. **13**, 259—267, 1957, Nr. 6. (Juni.) (Alabama, Univ.) Beggerow.

9920 **U. Stille.** *Maß und Messen im Spiegel physikalisch-technischer Entwicklung.* Elektrotech. u. Maschinenb. **74**, 25—29/57—63, 1957, Nr. 2/3. (15. Jan./1. Febr.) (S. B.) (Braunschweig.) V. Weidemann.

9921 **\*P. Kaltenbach und H. Meldau.** *Physik für Seefahrer. Zweiter Band. Magnetismus und Elektrizität.* 9., völlig neu bearbeitete Auflage von P. KALTENBACH und H. MENZ. Mit 232 Abb., VIII u. 279 S. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn, 1957. Hln. DM. 16,80 In dem Buch, dessen neubearbeiteter zweiter Band als erster vorgelegt wird — der erste soll bald folgen — werden die physikalischen Grundlagen der technischen Einrichtungen in der Nautik gebracht. — Inhalt: Magnetismus. Elektrizitätslehre (Spannung, Strom, Widerstand, Elektrolyse, Elemente, Akkumulatoren, Elektrotechnik, Elektrisches Feld, Kondensatoren, Strom- und Magnetfeld, Wechselstrom, Maschinen, Elektronenröhren, geschlossene und offene Schwingkreise, Wellen, Zentimeterwellen). Übungsaufgaben. Sachverzeichnis. Schön.

9922 **\*Claus Müller.** *Grundprobleme der mathematischen Theorie elektromagnetischer Schwingungen.* Grundlehren der Mathematischen Wissenschaften, Band 88. Mit 8 Abb. IX u. 344 S. Berlin-Göttingen-Heidelberg, Springer-Verlag, 1957. DM 49,60; Gb. DM. 52,80 Das Buch gibt eine geschlossene Darstellung der Arbeiten des Vf. aus den Jahren 1945 bis 1955, ergänzt durch unveröffentlichte Ergebnisse über Strahlungscharakteristiken. Es legt die Tragweite und Geschlossenheit der durch die MAXWELLSchen Gleichungen, das HUYGENSSche Prinzip und die Ausstrahlungsbedingungen gekennzeichneten Grundgedanken der Theorie dar. — Inhalt: 1. Vektoranalysis. 2. Spezielle Funktionen. 3. Die HELMHOLTZsche Schwingungsgleichung. 4. Elektromagnetische Schwingungen im homogenen Raum. 5. Lineare Transformationen. 6. Elektromagnetische Schwingungen im inhomogenen Raum. 7. Die Randwertprobleme. 8. Die Strahlungscharakteristiken. Verzeichnis der Sätze, Lemmata und Definitionen. Namen- und Sachverzeichnis. Schön.



**9923 \*W. Jost.** *Diffusion. Methoden der Messung und Auswertung.* Fortschritte der Physikalischen Chemie, herausg. von W. Jost. Bd. 1. Mit 57 Abb., VIII u. 177 S. Darmstadt, Verlag von Dr. Dietrich Steinkopff, 1957. Brosch. DM. 25,— Im Sinne der geplanten Monographienreihe, in anspruchslosen Bändchen die heutigen Kenntnisse der verschiedenen Gebiete darzustellen, behandelt Vf. hier die Diffusion. — Inhalt: 1. Die allgemeinen Gesetze der Diffusion. 2. Diffusion in festen Stoffen (in Ionenkristallen, in Metallen und nicht-polaren Kristallen, von Gasen in Festkörpern, Permaton). 3. Diffusion in Gasen. 4. Diffusion in Flüssigkeiten. 5. Thermodiffusion. Namen-, Sachverzeichnis. Schön.

**9924 \*Hans Ferdinand Grave.** *Gleichrichter-Meßtechnik. Gleichrichter und Umformer für Meßzwecke und ihre Anwendung.* Technisch-physikalische Monographien, Band 3. 2., stark bearbeitete Auflage. Mit 139 Abb., XII u. 305 S. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.-G., 1957. Geb. DM. 29,50 Die Fortschritte (Germaniumdiode, neue Meßinstrumente mit Gleichrichtern, Vektormesser) machten ein starkes Überarbeiten der ersten Auflage nötig. — Inhalt: 1. Einführung (Gleichrichter und Umformer, Probleme der Gleichrichtung). 2. Trockengleichrichter (Beschreibung, Gleichrichterinstrumente üblicher Bauart für Strom- und Spannungsmessungen, — besonderer Bauart für besondere Zwecke). 3. Elektronenröhren (Beschreibung und Anwendungen). 4. Mechanische Gleichrichter (Kontaktgleichrichter). 5. Thermoumformer. 6. Photoumformer. Namen-, Sach-, Firmenverzeichnis. Schön.

**9925 \*W. Franz.** *Theorie der Beugung elektromagnetischer Wellen.* Ergebnisse der angewandten Mathematik, Heft 4. Mit 29 Abb., IV u. 129 S. Berlin-Göttingen-Heidelberg, Springer-Verlag, 1957. DM. 21,60 Es werden insbesondere die charakteristischen Methoden der Feldberechnung unter einheitlichem Gesichtspunkt ausführlich behandelt. Der Komplex der WATSON-Transformation wird zusammenfassend dargestellt und die Theorie der Zylinderfunktionen mit positivem Argument und komplexem Index entwickelt. — Inhalt: 1. Allgemeine Grundlagen. 2. Beugung an Objekten ohne Kanten. 3. Beugung an Objekten mit Kanten. Literatur. Namen- und Sachverzeichnis. Schön.

**9926 \*Gerhard Heber und Gerhard Weber.** *Grundlagen der modernen Quantenphysik. Teil II. Quantenfeldtheorie.* Mathematisch-Naturwissenschaftliche Bibliothek, Band 2. Mit 20 Abb., VI u. 138 S. Leipzig, B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, 1957. Geb. DM 7,50. Das vorliegende Bändchen soll einen Einblick in die Zielsetzungen, Methoden und derzeitigen Erfolge der Quantenfeldtheorie vermitteln. — Inhalt: 1. Quantisierung isolierter Wellenfelder. 2. Quantisierung wechselwirkender Wellenfelder. 3. Über die höheren Näherungen der Störungstheorie. Erfolge und Schwierigkeiten der heutigen Feldtheorie. Anhang. Literaturverzeichnis. Namen-, Sachverzeichnis. Schön.

**9927 \*I. Prigogine.** With the collaboration of A. Bellemans and V. Mathot. *The molecular theory of solutions.* Mit zahlreichen Abb. im Text, XX u. 448 S. Amsterdam, North-Holland Publishing Company, 1957. Gzl. fl. 48,— Die molekulare Theorie der Lösungen — nicht jedoch die der wäßrigen Lösungen einschließlich der der Elektrolyte — wird in der vorliegenden Monographie umfassend nach Einteilchen-Modellen behandelt. — Inhalt: 1. Klassische Thermodynamik der Mischungen. 2. Statistische Thermodynamik: Theorem der korrespondierenden Zustände und zwischenmolekulare Kräfte. 3. Vereinfachtes Gittermodell. 4. Konforme Lösungen. 5. Verteilungsfunktionen und thermodynamische Funktionen von Mehrkomponentensystemen. 6. Das eindimensionale Modell der Lösungen. 7. Das Zellen-Modell der Flüssigkeiten. 8. Anwendung auf Lösungen sphärischer Moleküle gleicher Größe. 9. Das Modell gemittelter Potentiale für Mischungen.



Grobe Lösungen. 10. Verbesserte Form. Gitterdeformationen. 11. Mischungen von Molekülen mit sphärischen Kraftfeldern. Experimenteller Nachweis. 12. Kritische Punkte binärer Systeme. 13. Wechselwirkungen vielatomischer Moleküle. 14. Dipoleffekte in Lösungen. 15. Starke Orientierungseffekte. 16. Statistische Mechanik von r-Meren. 17. Polymer-Mischungen. 18. Quanteneffekte in der flüssigen Phase. 19. Isotopen-Mischungen. 20. Neue Fortschritte. Bibliographie Namen-, Sach-, chemisches Register. Schön.

9928 \*Karl M. Koch und Werner Jellinghaus. *Einführung in die Physik der magnetischen Werkstoffe. III. Teil der Einführung in die Physik der elektrotechnischen Werkstoffe.* VIII u. 208 S. mit 176 Abb. u. 7 Tabellen im Anhang. Verlag Franz Deuticke, Wien, 1957. „— entstand der Wunsch, durch eine systematische Darstellung, die notwendigerweise von den Grundbegriffen ausgehen muß, die Unterlagen für eine sachliche und beiden Seiten (Erzeugerfirmen und Verbrauchern) dienende Diskussion zu schaffen.“ Der Inhalt: Entwicklung der Grundbegriffe zur Kennzeichnung magnetischer Werkstoffe. Atomistische Theorien des Magnetismus. Elementarprozesse der Magnetisierung. Probleme der realen Magnetisierungskurve. Ferromagnetische Werkstoffe im magnetischen Wechselfeld. Magnetische Werkstoffe in der Elektrotechnik. Messung der magnetischen Größen. H. Ebert.

9929 \*Hans-Martin Brandt. *Das Photo-Objektiv. Aufbau und Wirkungsweise der wichtigsten Markenobjektive der Weltproduktion.* VIII u. 246 S. mit 91 Abb. Friedrich Vieweg u. Sohn, Braunschweig, 1956. DM 19,80 Leinen. Im ersten Teil: Das optische Glas. Geometrische Optik. Im zweiten Teil: in tabellarischen Übersichten Angaben über die optischen Daten der Objektive (Lichtstärke, Brennweite, Bauformen, Bildwinkeln, Patentnummern) und über den Einbau in verschiedene Kameratypen deutschen, englischen, französischen, amerikanischen, holländischen, schweizerischen, italienischen und japanischen Ursprungs.

H. Ebert.

9930 \*Eberhard Buchwald. *Bildung durch Physik.* Kleine Vandenhoeck-Reihe 3 I. 84 S. mit 2 Abb. DM. 2,40 Verl. Vandenhoeck u. Ruprecht, Göttingen, 1956. . . . So wird schon hier am Anfang deutlich, daß das Folgende weniger objektive Erkenntnis als subjektives Bekenntnis ist, ein Niederschlag der Erfahrungen von fünfzig Physikerjahren, Erlebtes, nicht Erdachtes, ohne die Bemühung um ein stolzes Literaturverzeichnis . . . Der Inhalt: Bildung durch das reine Fach. Wissenschaftliche, ästhetische und ethische Haltung. Weg zur Technik. Der Radiokohlenstoff. Weg zur Geschichte. Weg zu GOETHE. H. Ebert.

9931 R. Fleischmann. Walter Bothe†. Phys. Bl. 13, 268—269, 1957, Nr. 6. (Juni.) (Erlangen.) Beggerow.

9932 Lise Meitner. Prof. Walter Bothe. Nature, Lond. 179, 654—655, 1957, Nr. 4561. (30. März.) V. Weidemann.

9933 Evry Schatzman. Georges Bruhat. Mort pour la France (1887—1944). Cah. Phys. 1955, Nr. 53, S. 1—8. (Jan.) H. Ebert.

9934 P. Jordan. Wilhelm Lenz†. Phys. Bl. 13, 269—270, 1957, Nr. 6. (Juni.) (Hamburg.) Beggerow.

9935 W. G. Penney. Dr. J. von Neumann. Nature, Lond. 179, 510, 1957, Nr. 4558. (9. März.)

9936 F. J. M. Stratton. Prof. Henry Norris Russell. Nature, Lond. 179, 563 bis 564, 1957, Nr. 4559. (16. März.) Weidemann.

- 9937 *Edmond Halley (1656—1742)*. *Nature*, Lond. **179**, 618, 1957, Nr. 4560. (23. März.)
- 9938 *Heinrich Hertz (1857—1894)*. *Endeavour* **16**, 3—4, 1957, Nr. 61. (Jan.)
- 9939 **Konrad Weiss**. *Röntgens Entdeckung im Echo des medizinischen Wien*. *Radiol. austr.* **9**, 67—71, 1956, Nr. 2. (S. B.) V. Weidemann.
- 9940 **E. Amaldi**. *CERN, the European council for nuclear research*. *Suppl. Nuovo Cim.* (10) **2**, 339—354, 1955, Nr. 1. H. Ebert.
- 9941 **H. Kost**. *Die Weltkraftkonferenz im Spiegel ihrer Ergebnisse*. *Brennst.-Wärmekr.* **8**, 419—449, 1956, Nr. 9. (Sept.) Zugleich als erweiterter Sonderdruck vom Deutschen Nationalen Komitee der Weltkraftkonferenz herausgegeben. Diese 5. Weltkraftkonferenz fand vom 17. bis 23. Juni 1956 in Wien statt. H. Ebert.
- 9942 **G. W. Oetjen, T. I. Barendregt, G. Matz und E. Becker**. *VDI-Fachgruppe Verfahrenstechnik. Obmännerbesprechung über Kern-Verfahrenstechnik*. *Chem.-Ing.-Tech.* **28**, 660—661, 1956, Nr. 10. (Okt.)
- 9943 **H. Moesta, A. Lorenz, W. Hänlein, K.-G. Günther, H. Gruber und W. Coupette**. *Arbeitsgemeinschaft Vakuum des VDI, des VDPG und der DECHEMA. Interne Fachsitzung am 11. und 12. Mai 1956 in Konstanz*. *Chem.-Ing.-Tech.* **28**, 661—663, 1956, Nr. 10. (Okt.)
- 9944 **A. Scharlau und E. H. Becker-Boost**. *17. Kolloquium des Dechema-Instituts für Apparate- und Stoffkunde gemeinsam mit dem Arbeitskreis Verfahrenstechnik des Frankfurter VDI-Bezirksvereins am 9. März 1956 in Frankfurt a. M.* *Chem.-Ing.-Tech.* **28**, 663—664, 1956, Nr. 10. (Okt.)
- 9945 **F. Schmeissner, F. X. Eder, R. Plank, W. Koeppe, H. D. Baehr, F. Bosnjakovic, K. Nesselmann, R. Becker und E. Hofmann**. *Kältewissenschaftliche Tagung am 24. und 25. Mai 1956 in Bad Dürkheim*. *Chem.-Ing.-Tech.* **28**, 664—665, 1956, Nr. 10. (Okt.)
- 9946 **E. Wiebenga und W. Parrish**. *International Union of Crystallography*. *Chem.-Ing.-Tech.* **28**, 667, 1956, Nr. 10. (Okt.)
- 9947 **Gey Waddington, H. Mackle, John R. Lacher, K. J. Ivin and J. J. Engelman**. *Symposium über experimentelle Thermochemie am 6. April 1956 in Manchester/England*. *Chem.-Ing.-Tech.* **28**, 668—671, 1956, Nr. 10. (Okt.)
- 9948 **U. Griguli**. *Jahrestreffen 1956 der Verfahrens-Ingenieure, 1. bis 3. Oktober in Hamburg*. *Chem.-Ing.-Tech.* **28**, 731—732, 1956, Nr. 11. (Nov.)
- 9949 **O. Rosahl, W. Tipler, O. Stebel, R. Barber, K. W. Doekhorn, B. Naendorf, G. Baukowitz und G. Wellensiek**. *VDI-Fachgruppe Verfahrenstechnik. Interne Fachsitzung des Ausschusses Hochtemperaturtechnik am 19. April 1956 in Düsseldorf*. *Chem.-Ing.-Tech.* **28**, 732—736, 1956, Nr. 11. (Nov.)
- 9950 **A. Brenner, P. Gross, C. J. P. Ball, M. Hansen, R. Kieffer, E. Fitzer, H. Hofbauer, H. Hohn, E. Zurbrügg, E. M. Onitsch-Modl und Erich Schmid**. *3. Internationale Leichtmetalltagung vom 7. bis 9. Juni 1956 in Leoben*. *Chem.-Ing.-Tech.* **28**, 736—738, 1956, Nr. 11. (Nov.)
- 9951 *Atti del XXXIX Congresso tenutosi a Cagliari nei giorni 23—27 Settembre 1953*. **G. Polvani**. *Discorso inaugurale*. *Suppl. Nuovo Cim.* (9) **12**, 1—4, 1954, Nr. 1 u. (10) **2**, 4—7, 1955, Nr. 1. H. Ebert.
- 9952 **C. Meisl**. *Physikertagung München (2. bis 8. September 1956)*. *Elektronik*, München **5**, 338—339, 1956, Nr. 12. (Dez.) V. Weidemann.



9953 **Ernest H. Vestine.** *Geophysics symposium on solar and terrestrial relationships. Introductory remarks.* Proc. nat. Acad. Sci. Wash. **43**, 1—2, 1957, Nr. 1. (Jan.) (Washington, Carnegie Inst.)

9954 *Congress on theoretical and applied mechanics am 15./16. Okt. 1956 im NPL India.* J. sci. industr. Res. (A) **16**, 3—5, 1957, Nr. 1. (Jan.)

9955 *Tagung der Akademie der Wissenschaften der UdSSR über Automatisierung vom 15. bis 20. Oktober 1956 in Moskau.* Automat. Telemekh., Moscow (russ.) **18**, 182—192, 1957, Nr. 2. (Orig. russ.)

9956 *The Tenth Anniversary of the Symposium on Molecular Structure and Spectroscopy, Ohio State University, Columbus, Ohio, July 11-15, 1956.* Spectrochim. Acta **8**, 280—316, 1956, Nr. 4/5. (Nov.)

9957 **L. J. Slater.** *Expansions of generalized Whittaker functions.* Proc. Camb. phil. Soc. **50**, 628—631, 1954, Nr. 4. (Cambridge, Newnham Coll.)

H. Ebert.

9958 **T. Iijima and K. Kawarabayashi.** *The zeros of the derived function of the modified Bessel function of the second kind.* Bull. electrotech. Lab., Tokyo **21**, 38—42, 68, 1957, Nr. 1. (Jan.) (Orig. jap. m. engl. Zfg.)

V. Weidemann.

9959 **H. Lippmann.** *Statistische Verteilung und Überschlußkurven.* Technik, Berl. **11**, 595—599, 1956, Nr. 8. (Aug.) Berichtigung ebenda S. 778, Nr. 11. (Nov.) (Zwickau, Forschungsinst. bilds. Formung Metalle.) Gegeben sei eine GAUSZ-Verteilung (Verteilungsdichte einer Größe  $q$ ). Werden dann nur die Ereignisse gezählt, bei denen  $q$  oberhalb eines kritischen Wertes liegt, so ergibt sich eine neue Verteilung, die „Überschlußkurve“, die im betrachteten Falle S-förmig ist. In der Berichtigung wird der Text einiger Zeilen im Beispiel 4 anders gefaßt.

H. Ebert.

9960 **R. Fortet.** *On some functionals of laplacian processes.* J. Res. nat. Bur. Stand. **48**, 32—39, 1952, Nr. 1. (Jan.) Unter gewissen Voraussetzungen läßt sich jeder LAPLACESCHE (d. i. GAUSZSCHE) Prozeß durch Grenzübergang aus stochastischen Funktionen  $X(t)$  gewinnen, die sich in einem näher präzisierten Sinn von einem POISSON-Prozeß ableiten. Ferner strebt unter gewissen Annahmen die Verteilung des Funktional  $\int V(u, X(u)) du$ , worin  $V(t, x)$  eine reelle Funktion von  $t$  und  $x$  ist, für  $T \rightarrow \infty$  gegen eine Normalverteilung. Dieses zunächst für stationäre Prozesse hergeleitete Ergebnis wird auch auf nicht-stationäre Fälle erweitert.

Pöschl.

9961 **Raymond P. Peterson.** *Uniformly best constant risk and minimax point estimates.* J. Res. nat. Bur. Stand. **48**, 49—53, 1952, Nr. 1. (Jan.) Die Verteilung von  $n$  beobachteten Werten  $x_1, \dots, x_n$  einer zufälligen Variablen hänge noch von einer Anzahl unbekannter Parameter ab. Mit „point estimate“ ist eine Funktion  $f_i$  der  $x_1, \dots, x_n$  gemeint, deren Werte im eindimensionalen Wertevorrat des  $i$ -ten Parameters liegen. Nach A. WALD wird zu jeder Funktion  $f_i$  ein Funktional, „risk“ genannt, ferner bei gegebener a-priori-Verteilung der Parameter ein „expected risk“ definiert. Vf. zeigt, daß unter gewissen Bedingungen Funktionen  $f_i$  existieren, die gleichzeitig zwei Minimumforderungen für diese Funktionale erfüllen, und gibt Methoden zur Bildung derartiger Funktionen sowie Beispiele an.

Pöschl.

9962 **M. N. Moore.** *An extended Wiener-Khinchine theorem for spatial correlations of macroscopic stochastic functions.* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 221, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.)

Schön.

**9963 R. C. Kelner and M. H. Glauberman.** *Magnetic shift-register correlator.* Electronics **29**, 1956, Nr. 8. (Aug.) S. 172—175. (Boston, Mass., Lab. Electron., Inc.) Durch Windungszahlen proportional  $2^n$  auf den Kernen von Schieberregistern, die in  $n$  Zeilen untereinander angeordnet sind, wird erreicht, daß die Spannung, die einer Binärzahl in einer Spalte entspricht, unmittelbar abgenommen werden kann. Mit diesen Spannungen lassen sich die Multiplikationen und Divisionen, die bei einer Korrelationsrechnung vorgenommen werden müssen, ausführen. Eine auf Korrelation zu untersuchende Funktion wird dabei quantisiert und in jedem Intervall mit entsprechenden Werten einer vorgegebenen Funktion verglichen. Auf diese Weise lassen sich gedruckte Dezimalziffern identifizieren, die mit einem schmalen Spalt und einer Photozelle abgetastet werden. Durch die angegebenen Schaltungen wird erreicht, daß die Entscheidung bei der Identifizierung auf Grund optimaler Korrelation erfolgt, d. h. daß das Verfahren durch Störungen und Schmutzeffekte nicht beeinträchtigt wird.

V. Weidemann.

**9964 Allen Newell and Herbert A. Simon.** *The logic theory machine, a complex information processing system.* Trans. Inst. Radio Engrs, N. Y. **IT-2**, 1956, Nr. 3. (Sept.) S. 61—79. (S. B.) (Santa Monica, Calif., RAND Corp.; Pittsburgh, Penn., Carnegie Inst. Technol.) Um zu einem besseren Verständnis komplexer Informationsverarbeitungssysteme durch Untersuchung einer Vielzahl von Einzelausführungen zu gelangen, beschreiben Vff. eine Maschine, die Theoreme der symbolischen Logik zu beweisen vermag. Ein komplexes System soll durch die Verwendung heuristischer Methoden im Gegensatz zum Algorithmus der gewöhnlichen Rechenmaschinen charakterisiert sein. Eine für eine solche Maschine geeignete, aber allgemeiner gültige logische Sprache wird entwickelt, in der aus Variablen und Verbindungselementen Ausdrücke gebildet werden können. Die Aufgabe der speziellen Maschine ist es zu beweisen, daß gewisse Ausdrücke Sätze sind, d. h. aus einfachen Axiomen abgeleitet werden können. Die hierfür geeigneten Methoden werden diskutiert und ein Programm entworfen, nach dem die Maschine eine ganze Reihe von Methoden ausprobiert, die dabei beweisbaren Sätze speichert und für den weiteren Prozeß mitverwendet. Die Maschine würde z. B. die rund sechzig Sätze des zweiten Kapitels der Principia Mathematica sukzessiv beweisen können.

V. Weidemann.

**9965 J. Carteron.** *Application des calculatrices numériques électroniques aux problèmes techniques et économiques.* Bull. Soc. franç. Elect. (7) **6**, 484—491, 1956, Nr. 67. (Juli.) (S. B.) (Dir. Etudes Rech. Elect. France.) Vf. erläutert die wichtigsten Gesichtspunkte, die der Benutzer eines Rechenautomaten beachten muß. Fünf Phasen werden unterschieden: die mathematische, in der man sich über Methode, Genauigkeit, Konvergenzfragen usw. klar werden muß; die organisatorische, in der für den günstigsten Informationsfluß in allen Stufen, bis zur Darstellung der Ergebnisse, zu sorgen ist; die eigentliche Programmierung; die Kontrollphase, in der die fast immer vorhandenen Fehler ausgemerzt werden müssen und schließlich die Rechenphase selbst. Der Gesamtaufwand ist nur zu vertreten, wenn eine Rechnung entweder viele Male ausgeführt werden soll oder wenn das Programm so allgemein ist, daß es auch in anderen Fällen wieder verwandt werden kann. Praktische Erfahrungen aus Rechnungen mit einer BULL-Anlage — Verteilernetz-, Reaktor- und statistische Probleme — werden mitgeteilt.

V. Weidemann.

**9966 Tihomir Ž. Aleksić.** *Amplitude comparator for computing purposes.* Bull. Inst. Nuclear Sci. Boris Kidrich, Belgrad **4**, 1954. (Juni.) S. 13—19. (Orig. engl.) Die beschriebene Schaltung ist für Analogrechenanlagen bestimmt. Der Einfluß der Komponenten und der Form des Ausgangssignals auf die Genauigkeit wird untersucht und die Stabilität des Kreises erörtert.

V. Weidemann.



**9967 Tihomir Ž. Aleksić.** *Simple electronic extrapolations of sampled data.* Bull. Inst. Nuclear Sci. Boris Kidrich, Belgrad **5**, 1955. (März.) S. 37—42. (Orig. engl.) Die Methode ist geeignet für Analogrechenanlagen und verwendet die ersten Differenzen, um eine diskrete Folge von Meßwerten in eine kontinuierliche Funktion zu überführen. Eine Schaltung zur Erzeugung der ersten Differenzen wird dargestellt.  
V. Weidemann.

**9968 Yasuo Kitahama and Yoneji Tanaka.** *Function generator by use of the principle of P. C. M. J. Inst. Polytech., Osaka (E) 3*, 123—131, 1956, März. Der Funktionsgenerator approximiert eine beliebig vorgegebene periodische Funktion, die binär verschlüsselt worden ist, durch Abtasten, z. B. eines Lochbildes auf einem Zylinder. Zusätzliche Einheiten sind nicht erforderlich, da als Summierer geschaltete Verstärker die Entschlüsselung vornehmen können. Mehrere Funktionen können gleichzeitig erzeugt und synchronisiert werden. Die sorgfältige Fehlerabschätzung kann auch bei ähnlichen Approximationen benutzt werden.  
V. Weidemann.

**9969 L. R. de Gopegui.** *Memorias de frecuencias.* Rev. Cienc. apl. **10**, 403—412, 1956, Nr. 52 (Heft 5). (Sept./Okt.) (Stanford, Calif., Univ.) Die Grundgedanken der Anordnung, ihre praktische Ausführung, ferner die dabei auftretenden wesentlichen Probleme werden in zusammenfassender Form beschrieben.  
v. Klitzing.

**9970 Herbert G. Mende.** *Serienmäßig hergestellte elektronische Rechenmaschinen und ihre Anwendung.* Elektronik, München **5**, 287—294, 1956, Nr. 11. (Nov.)

**9971 Manfred Huber.** *Die elektronische Analog-Rechenmaschine.* Elektronik, München **5**, 295—300, 1956, Nr. 11. (Nov.) (München, Bayerische Motorenwerke.)  
V. Weidemann.

**9972 D. S. Villars.** *Programming the IBM 701 computer for double integration of the overlap integral between two hydrogen-like wave functions.* Spectrochim. Acta **3**, 287, 1957, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (China Lake, Calif., U. S. Naval Ordn. Test Stat.)  
Pruckner.

**J. Monteath Robertson.** *A fast digital computer for Fourier operations.* Acta cryst. **7**, 817—822, 1954, Nr. 12. (10. Dez.) (Glasgow, Scotl., Univ., Chem. Dep.)  
Schön.

**9973 F. Gürsey.** *Relativistic kinematics of a classical point particle in spinor form.* Nuovo Cim. (10) **5**, 784—809, 1957, Nr. 4. (1. Apr.) (Univ. Istanbul, Theor. Phys. Dep.) Leitender Gedanke der Arbeit ist es, einen einfachen Zusammenhang zwischen der klassischen LORENTZ-Gleichung, die die Bewegung eines Punktelektrons durch die Änderung einer Vierergeschwindigkeit im elektromagnetischen Feld ausdrückt, und der DIRAC-Gleichung herzustellen, die die Änderung eines dem Elektron zugeordneten Vierer-Spinors beschreibt. Dazu wird — nach einem Rückblick auf bisherige Arbeiten zu diesem Thema — jedem Punkt der Weltlinie eines klassischen Punkt-Elektrons ein FRENETSches „Eigen-Vierbein“ zugeordnet, bestehend aus einer zeitartigen Vierergeschwindigkeit und drei raumartigen Vektoren. Beim Übergang vom einen zum anderen Weltpunkt erfährt dieses Vierbein eine Rotation, d. h. eine LORENTZ-Transformation, die sich mittels der vier komplexen Komponenten einer von sechs reellen Parametern abhängenden unitären  $2 \cdot 2$ -Matrix als Funktion der Eigenzeit oder durch einen mit der Matrix verknüpften „Eigen-Viererspinor“  $\varphi$  ausdrücken läßt. Das Änderungsgesetz für  $\varphi$ , das völlig den FRENETSchen Formeln äquivalent ist, bestimmt die Weltlinie genauso gut wie die Bewegungsgleichung des Punktelektrons. Damit wurde in diesem Viererspinor ein klassisches Analogon zur DIRACschen Wellen-

funktion gefunden.  $\varphi$  wird für einfache Weltlinientypen bestimmt; im Falle einer Helix mit verschwindender 3. Krümmung erhält man die Weltlinie eines freispinnenden Teilchens, wie es bereits von WEYSSENHOFF beschrieben wurde.

Jorechel.

9974 C. Gilbert. *The general theory of relativity and Newton's law of gravitation*. Nature, Lond. **179**, 270, 1957, Nr. 4553. (2. Febr.) (Newcastle upon Tyne, King's Coll., Dep. Math.) NEWTONS Gravitationsgesetz läßt sich in zwei Fällen aus der Allgemeinen Relativitätstheorie ableiten: 1. Für schwache, statische Felder ruhender Materie und 2. für das Feld einer homogenen, druckfreien Verteilung expandierender Materie. Im allgemeinen benützt man zur Herleitung des Gravitationsgesetzes im ersten Fall ein System „lokaler“ Koordinaten und erhält aus der Relativitätstheorie das Analogon zur Poisson-Gleichung, im zweiten Fall dagegen „kosmische“ Koordinaten, in denen sich dann wiederum ein genaues Analogon der NEWTONschen Theorie ergibt. Der Wert der EINSTEINSchen Konstanten  $\kappa = 8\pi\gamma/c^2$  ( $\gamma$  Gravitationskonstante) wird meistens aus dem ersten Fall bestimmt, doch gelingt das auch im zweiten Fall, wenn man das lokale Feld ableitet, indem man zu dem Feld des expandierenden Universums ein zentral-symmetrisches Feld hinzunimmt. Tatsächlich ist dann die „lokale“ Entfernung gleich der „kosmischen“ und die „lokale“ Zeit fast gleich der „kosmischen“. Ersetzt man nun die „kosmische“ Entfernung  $\varrho$  durch die „atomare“  $r = \varrho \cdot \lambda$  mit  $\lambda$  als langsam veränderlicher Funktion der Zeit, so erhält man die EINSTEINSche Konstante mit einem langsam veränderlichen  $\gamma'$ . Verlangt man schließlich, daß  $\gamma'$  im ersten und zweiten Fall gleich sein sollen (Gravitationsgesetz universell), so ergibt sich, daß  $\gamma'$  umgekehrt wie die Zeit variiert, wie es DIRACS Kosmologie entspricht.

Oster.

9975 H. A. Buchdahl. *Reciprocal static solutions of field equations involving an asymmetrical fundamental tensor*. Nuovo Cim. (10) **5**, 1083—1093, 1957, Nr. 5. (1. Mai.) (Hobart, Tasmania.) Es wird gezeigt, daß man von irgendeiner gegebenen statischen Lösung der Feldgleichungen der EINSTEINSchen vereinheitlichten Theorie auf eine andere statische Lösung einfach schließen kann. Werden die Gleichungen  $g_{1\kappa}; \lambda = 0; \Gamma_1 = 0; R_{1\kappa} = 0; R_{[1\kappa, \lambda]} = 0$  durch den

statischen Fundamentaltensor  $(g_{1k}, g_{aa})$  befriedigt, dann auch durch den Fundamentaltensor  $((g_{aa})^{2/(n-3)} g_{1k}, (g_{aa})^{-1})$ . Zwei so verknüpfte Lösungen werden „zueinander reziprok“ genannt. Zwei Sonderfälle einer solchen reziproken Transformation werden betrachtet.

Joerchel.

9976 O. Costa de Beauregard. *Sur le principe de Mach et quelques questions connexes*. J. Phys. Radium **18**, 204, 1957, Nr. 3. (März.) (Paris, Inst. Henri-Poincaré.) D. PARK hat kürzlich das MACHsche Prinzip dahingehend gedeutet, daß er die universelle Konstante I des GALILEI-NEWTONschen Gesetzes

$F = Im\gamma$  mit dem von Null verschiedenen Grundwert des Gravitationspotentials identifizierte, und die Beziehung  $I = \chi M/L$  aufgestellt ( $\chi$  EINSTEINSche Konstante,  $M$  Kosmosmasse,  $L$  eine die Gesamtausdehnung des Raumes charakterisierende Länge). Es wird nun gezeigt, daß 1. diese Annahme auch zwanglos aus der durch Verjüngung entstandenen EINSTEINSchen Gleichung  $-\chi T/R = 1$  folgt; 2. sich die EINSTEINSche Gleichung  $(R^{\lambda\mu} - R_{/2} g^{\lambda\mu})/\chi = T^{\lambda\mu}$  als Ausdruck dafür deuten läßt, daß die Summe aller Impuls-Energie-Dichten verschwindet, die linke Seite also die negative potentielle Impuls-Energie-Dichte der Gravitation darstellt; 3. die von JORDAN ausgesprochene Vermutung, die experimentellen Beobachtungen ließen auf ein  $\chi_0 L^2$  von der Größenordnung 1 schließen ( $L$  HUBBLE-Konstante), auch theoretisch plausibel ist.

Joerchel.



9977 **O. Costa de Beauregard.** *Covariance relativiste à la base de la mécanique quantique. III. Adaptation à notre formalisme de la théorie de von Neumann. Le problème de l'irréversibilité macroscopique.* J. Phys. Radium **18**, 223—227, 1957, Nr. 4. (Apr.) (Paris, Inst. Henri-Poincaré.) Unter Zuhilfenahme der von J. VON NEUMANN in seinen „mathematischen Grundlagen der Quantenmechanik“ entwickelten, hier zunächst kurz skizzierten Theorie der physikalischen Messung werden das Problem der Mittelwertbildung einer physikalischen Größe aus Meßwerten erörtert und der Begriff des Kollektivs eingeführt. Die Äquivalenz zwischen den makroskopischen Prinzipien der Entropiezunahme und der retardierten Wellen sowie die MINKOWSKISCHE Beschreibung der Erscheinungen und der Zusammenhang zwischen „Information“ und „Entropie“, wie er insbesondere auch von L. BRILLOUIN („Kybernetisches Modell“) und J. ROTHSTEIN aufgedeckt wurde, werden erörtert. Kernpunkt ist die Feststellung, daß sich „Irreversibilität“ der Vorgänge nicht in ihren elementaren Entwicklungssätzen ausdrückt, sondern allein in ihren gesamten Grenzbedingungen. Kein partielles System ist vom übrigen Universum genügend isoliert, als daß die den Elementargesetzen innewohnende Symmetrie zwischen Vergangenheit und Zukunft frei wirksam würde; „zurückgehen auf den Ursprung der Irreversibilität heißt, das ganze Universum in seine Betrachtungen einbeziehen“.

Joerchel.

9978 **J. B. Keller.** *Bounds on phase shifts.* Nuovo Cim. (10) **5**, 1122—1127, 1957, Nr. 5. (1. Mai.) (New York, Univ., Inst. Math. Sci.) In der Lösung  $u(r)$  des Problems  $u'' + 2\mu/\hbar^2 \cdot [E - V(r)] u = 0$  tritt die Phasenverschiebung  $\delta$  für das Potential  $V(r)$  auf. Untersucht werden die exakten Grenzen von  $\delta$  für verschiedene  $V(r)$ , wobei sich zeigt, daß die WKB-Methode je nach Art des Potentials entweder eine untere oder eine obere Grenze für  $\delta$  exakt liefert. Zwei Theoreme für den besonderen Fall  $E > V$ ,  $V'' \geq 0$  für alle  $r \geq 0$  und den allgemeinen Fall  $E = V(a)$ , sonst  $E > V(r)$ ,  $V'' \geq 0$  für alle  $r > a$  werden aufgestellt und anschließend noch die abstoßenden und anziehenden Exponential-Potentiale sowie das YUKAWA-Potential behandelt.

Joerchel.

9979 **J. Weber.** *Exact quantum theory solution for the damped harmonic oscillator.* Phys. Rev. (2) **101**, 1619—1620, 1956, Nr. 6. (15. März.) (College Park, Maryl., Univ.) Vf. diskutiert die in einer früheren Arbeit (Ber. **35**, 1666, 1956) mit der Störungstheorie erster Ordnung gefundenen Ergebnisse für die Energie eines gedämpften harmonischen Oszillators.

Appel.

9980 **Jerome K. Pereus and George J. Yevick.** *Generalized collective coordinates.* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 221, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.)

9981 **Kerson Huang and C. N. Yang.** *Quantum-mechanical many-body hard core interaction.* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 222, 1956, Nr. 4. (26. Febr.)

9982 **E. Eisner.** *A modified variational calculation.* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 222, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.) (Bellaire, Texas, Co.)

9983 **John Hawgood.** *Coulomb hole; a short-range correction for correlation in electronic wave functions.* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 222—223, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.)

Schön.

9984 **Jaroslav Pachner.** *Ein Variationsprinzip für klassische Feldtheorien.* Ann. Phys., Lpz. (6) **19**, 353—368, 1957, Nr. 6/8. (Prag, T. H., Phys. Inst.) Vf. versucht, ein allgemeines Variationsprinzip abzuleiten, aus dem klassische Feldtheorien folgen, die frei sind von gewissen Divergenz- und anderen Schwierigkeiten, zu denen die bisher von verschiedenen Autoren aufgestellten Theorien geführt haben. Es werden zunächst die verschiedenen bisher vertretenen Auffassungen bezüglich Feld/Materie diskutiert. Feldwirkung und Teilchenwirkung

dürfen nicht addiert werden; erstere gilt für das Vakuum, letztere in den von Teilchen nicht verschwindender Masse besetzten Gebieten. Jedes Teilchen beeinflusst allein durch seinen Fluß, nicht durch seinen Materietensor das physikalische Geschehen. Vierdimensionale Raum-Zeit daher in zwei Teile spaltbar, in Vakuum und in Teilchen nicht verschwindender Ruhmasse; beide Welt-Teile durch dreidimensionale Hyperfläche getrennt. Entwicklung des mathematischen Formalismus unterscheidet daher Feldwirkung  $W_1$  und Teilchenwirkung  $W_2$ , wo  $W_1$  als Raumintegral der von den Tensoren  $R_{\mu\nu}$ ,  $g^{\mu\nu}$ ,  $F_{\mu\nu}$  abhängenden HAMILTON-Funktion,  $W_2$  dagegen als  $\Sigma$  diskreter  $W_2^{(k)}$  der einzelnen Teilchen dargestellt wird.  $R_{\mu\nu}$  = RIEMANN-CHISTOFFELScher Tensor,  $g^{\mu\nu}$  ein kontravarianter nichtsymmetrischer Tensor zweiter Stufe,  $F_{\mu\nu}$  ein kovarianter schiefsymmetrischer Tensor. Von den 16 Feldgleichungen ergeben sich nur 12 als unabhängig. — Aufstellung der Feldgleichungen und ihrer Identitäten Nach den mehr allgemeinen Untersuchungen folgt die Spezialisierung auf die NEWTON-MAXWELLSche Annäherung sowie die statische kugelsymmetrische Lösung der Feldgleichungen. Picht.

9985 J. I. Horváth. *The bilocal generalization of the Schrödinger-Gordon equation.* Sonderdruck Acta phys. chem., Szeged (ung.) (NS) 1, 25—28, 1955, Nr. 1/4. (1. Dez.) (Orig. engl.) (Szeged, Ungarn, Univ., Dep. Theor. Phys.) Die von YUKAWA in abstrakter Operatorform entwickelte bilokale Theorie, die gegenüber den lokalen Feldtheorien den Vorzug hat, frei von Divergenzen zu sein, und die kürzlich im Zusammenhang mit Deutungsversuchen der Massenspektren von Elementarpartikel-Familien besondere Bedeutung erlangte, wird auf Grund geometrischer Vorstellungen erörtert: Während die klassische Feldtheorie durch einen Grenzübergang den Zustand eines Welpunktes nur mit dem seiner infinitesimalen Umgebung verknüpft, wird in der bilokalen Theorie eine direkte „Fernwirkung“ auf den Welpunkt innerhalb eines kugelförmigen Bereiches mit dem Radius  $\lambda$  — unter Vermeidung eines Grenzüberganges — angenommen. Auf Grund dieser Geometrisierung werden, ausgehend von der LAGRANGE-Funktion für die skalare bilokale Funktion  $\psi(\chi, \gamma)$  mit  $\gamma^\mu \gamma_\mu = \lambda^2 \ll 1$  und mit Hilfe des Variationsprinzips Feldgleichungen abgeleitet, die für bestimmte Werte der Koeffizienten in die von RAYSKI angegebene verallgemeinerte SCHRÖDINGER-GORDON-Gleichung übergehen. Joerchel.

9986 H. Ekstein. *Scattering in field theory.* Nuovo Cim. (10) 4, 1017—1058, 1956, Nr. 5. (1. Nov.) (Lemont, Ill., Argonne Nat. Lab.) Es wird eine neue, präzise Definition des Streuproblems in der Feldtheorie gegeben, die allgemein genug ist, um auch zusammengesetzte Teilchen einbeziehen zu können. Dabei ist es notwendig, den Teilchenbegriff folgendermaßen zu definieren: Teilchen sind solche Größen, welche asymptotisch — in der entfernten Vergangenheit und Zukunft — stabil bleiben, d. h. ihren Viererimpuls und ihre inneren Variablen für diese Grenzbedingungen konstant erhalten. Die Operatoren, welche die beobachteten Teilchen beschreiben, sind nur für die entfernte Vergangenheit und Zukunft ( $t \rightarrow \pm \infty$ ) definiert. Zur Definition des Streuproblems wird im einzelnen folgender Zusammenhang benutzt: Die vier HEISENBERG-Operatoren  $P_\mu$ , die den totalen Energie-Impuls-Vektor repräsentieren, können asymptotisch ( $t \rightarrow \pm \infty$ ) als Integrale von gegenseitig kommutierenden Operatoren  $A_r^{(\pm)\dagger}(k) k_{r\mu} A_r^{(\pm)}(k)$  dargestellt werden, die die Vierer-Impulse der einlaufenden und auslaufenden Teilchen darstellen und zwar sowohl für den Fall von Elementarteilchen als auch für den von zusammengesetzten Teilchen. Dabei sind die  $A_r^{(\pm)}(k)$  die asymptotischen Teilchenoperatoren für die entfernte Zukunft bzw. Vergangenheit mit dem



Impuls  $k$ . Um die Streutheorie mit Hilfe von „bare-particle“-Erzeugungsoperatoren  $a_r^+$  formulieren zu können, müssen die asymptotischen Operatoren  $A^{(\pm)}$  als Funktionen der  $a_r^+$  und  $a_r$  dargestellt werden. Zu diesem Zweck leitet Vf. ein System von linearen Gleichungen her. Andererseits kann die S-Matrix auch durch Lösung einer bilinearen Gleichung gewonnen werden, deren inhomogener Term im wesentlichen aus Ein-Teilchen-Zustandsvektoren besteht. Die umfangreiche Arbeit enthält viele Anwendungen auf einzelne Problemgruppen und u. a. eine Gliederung der Untersuchung nach Feldtheorie mit und ohne Vakuumpolarisation  
K. Mayer.

9987 H. Ezawa, Y. Tomozawa and H. Umezawa. *Quantum statistics of fields and multiple production of mesons*. Nuovo Cim. (10) 5, 810—841, 1957, Nr. 4. (1. Apr.) (Univ. Tokyo, Dep. Phys.) Vff. behandelten thermodynamische Beziehungen in der Quantenfeldtheorie. Das gab die Möglichkeit zu entscheiden, ob die Wechselwirkungen zwischen Teilchen wie Pionen und Nukleonen renormierbar sind. Die Renormierung wurde an der Formulierung der Störungsrechnung erläutert. Die Möglichkeit des Übergangs zur Nicht-Störungsmethode wurde ebenfalls ausgeführt. Diese allgemeinen Überlegungen wurden angewandt, um die Wechselwirkungseffekte bei der Vielfacherzeugung von Pionen bei Kernstößen herauszufinden, die die FERMI-LANDAUSCHE Theorie unbeachtet läßt.

Schneider.

9988 H. S. Green. *Separability of a covariant wave equation*. Nuovo Cim. (10) 5, 866—871, 1957, Nr. 4. (1. Apr.) (Adelaide, Aust., Univ.) Eine von WICK angegebene Modifikation der SALPETER-BETHE-Gleichung, die unter Vernachlässigung des Spins die Wechselwirkung zweier Fermionen — im Sonderfall auch die zweier Pi-Mesonen — beschreibt, läßt sich im Gegensatz zu der Vermutung von WICK separieren, wenn man sich der Bipolarkoordinaten-Darstellung bedient. Die so gewonnenen Lösungen sind weit übersichtlicher als die von WICK und CUTKOSKY nur in Form bestimmter Integrale errechneten und bestätigen die von diesen bezüglich des Energiespektrums gezogenen Schlüsse. Im Unterschied zur entsprechenden SCHRÖDINGER-Gleichung tritt in den separierten Lösungen der kovarianten Wellengleichung ein vierter Faktor auf, der eine Eigenfunktion eines Operators  $\mathcal{N}_1^2 = \{-\partial^2/\partial\beta^2 + 1(1+1)/\sin^2\beta\}$ , ( $\beta$  = vierte Winkelkoordinate der Bipolarkoordinaten) ist. Dieser Operator stellt eine Bewegungskonstante und damit eine Observable von besonderer physikalischer Bedeutung dar und besitzt ähnliche Eigenschaften wie die bereits zur Beschreibung des Verhaltens der Strange Partikel eingeführten „Strangeness“- oder „dionischen“ Quantenzahlen.  
Joerchel.

9989 J. Rayski. *Bilocal field theories and their experimental tests. II*. Nuovo Cim. (1) 5, 872—885, 1957, Nr. 4. (1. Apr.) (Toruń, Nicholas Copernicus Univ., Inst. Theor. Phys.) In Fortführung der früheren Betrachtungen (Ber. S. 1470) fand Vf. eine weitere Feldgleichung für Fermionen-Isobosonen, so daß sich jetzt auch die Masse des  $\Sigma$ -Hyperons in guter Übereinstimmung mit der Erfahrung ergibt. Durch eine leichte Modifikation der Verknüpfung von  $T_3$  und Ladung erhält Vf. statt der Strangeness  $S$  das Attribut  $a$ , mit dem sich die bekannten Auswahlregeln von GELL-MANN et al. genau so gut formulieren lassen. Dieses Attribut erweist sich als identisch mit der in den Massenspektren auftretenden Laufzahl  $a$ . Es ist halbzahlig für Isofermionen und ganzzahlig für Isobosonen. Für Bosonen-Isobosonen ist eine gerade die Projektion des Iso-Bahndrehimpulses auf die 3-Achse des Isobarenspinraums, während die Ladung die Projektion des Gesamt-Isodrehimpulses ist. Abschließend gibt Vf. eine anschauliche Interpretation der Theorie: Die Koordinate des Isobarenspinraums  $u$  wird dabei als innerer Freiheitsgrad der gegenläufigen Rotation zweier Rotatoren im

Ortsraum aufgefaßt. Ein solches Paar von Rotatoren, deren Drehimpuls sich gerade kompensiert, nennt Vf. einen Isotor. Ein Elementarteilchen wäre nach seiner Theorie eine Kombination von Massenpunkt, Rotator und Isotor, wobei die Rotatoreigenschaft den Spin, die Isotoreigenschaft Masse, Ladung und Isobarenspin liefert.

Faissner.

**9990 K. M. Case, Robert Karplus and C. N. Yang.** *Strange particles and the conservation of isotopic spin.* Phys. Rev. (2) **101**, 874—876, 1956, Nr. 2. (15. Jan.) (Berkeley, Calif., Univ., Radiat. Lab.) Im allgemeinen wird „Ladungsunabhängigkeit“ gleichgesetzt mit „Isotropie des Isobarenspinraums“. Vf. untersuchen, ob nicht eine schwächere Forderung, nämlich „Invarianz unter endlichen Deckbewegungsgruppen des Isobarenspinraums“ den experimentellen Fakten über die Ladungsunabhängigkeit und insbesondere der Klassifizierung der Elementarteilchen genau so Rechnung trägt. Wegen der Existenz des Pionentriplets kommen nur Gruppen mit mindestens einer irreduziblen dreidimensionalen Darstellung in Frage. Läßt man die Spiegelungen weg, so kann man sich auf die Tetraeder-, Oktaeder- und Ikosaedergruppe beschränken. Die Verknüpfung von Ladung und z-Komponente des Isobarenspins wird in möglichst enger Anlehnung an die bisherige Formulierung festgelegt. z-Achse ist dabei eine Achse möglichst hoher Symmetrie. Ergebnis: Wenn man die experimentell bekannten Reaktionen berücksichtigt, erhält man gerade das übliche Schema der Elementarteilchen. Man hat jedoch die Möglichkeit, eine neue Quantenzahl einzuführen, für die sich neue Auswahlregeln ergeben. Auch könnten bei der Oktaeder- und Ikosaedergruppe mehrfach geladene Teilchen und/oder Lücken im Ladungsspektrum eines Ladungsmultipletts auftreten.

Faissner.

**9991 David Feldman.** *Consequences of charge independence for strange-particle reactions.* Phys. Rev. (2) **103**, 254—257, 1956, Nr. 1. (1. Juli.) (Berkeley, Calif., Univ., Radiat. Lab.) Es wird untersucht, welche Konsequenzen sich aus der Erhaltung des Isobarenspins für die starken Wechselwirkungen von K-Mesonen ergeben. Für eine große Zahl von Reaktionen sind Relationen für die relativen Wirkungsquerschnitte angegeben. Besonders diskutiert wird die Möglichkeit, zwischen dem GELL-MANNschen Schema und dem von PAIS bzw. SALAM und POLKINGHORNE experimentell zu unterscheiden.

Faissner.

**9992 K. A. Brueckner and W. Wada.** *Nuclear saturation and two-body forces: self-consistent solutions and the effects of the exclusion principle.* Phys. Rev. (2) **103**, 1008—1016, 1956, Nr. 4. (15. Aug.) (Upton, N. Y., Brookhaven Nat. Lab.) In früheren Arbeiten waren die Gleichgewichtseigenschaften einer uniformen Kernmaterie mit Hilfe einer „self consistency“ Methode untersucht worden, um so die Zwei-Körper-Reaktionsmatrizen und das mittlere effektive Ein-Teilchen-Potential (welche diese erzeugen) berechnen zu können. In ihrer neuen Arbeit wird die Methode von Vf. an einigen expliziten Beispielen illustriert. Außerdem wurde eine Untersuchung durchgeführt, welche die früher vernachlässigten Effekte des Ausschließungsprinzips bei den Zwischenzuständen betrifft. Für die Reaktionsmatrix wird ein Variationsausdruck benutzt. Es wird gezeigt, daß die mittleren Eigenschaften der Kernmaterie nur sehr wenig durch die Effekte des Ausschließungsprinzips geändert werden, obwohl beträchtliche Änderungen in den Details des geschwindigkeitsabhängigen Potentials auftreten. — Es wurden ferner neue Approximationen diskutiert, die noch geeigneter sind für exakte Rechnungen und die die Ausschließungseffekte und die Abweichungen von der „effektiven-Massen“-Approximation sowie andere Effekte („propagation of the energy shell“) in sich einschließen. Es werden Näherungsmethoden für einen endlichen Kern diskutiert.

K. Mayer.

**9993 Takashi Kikuta.** *Extensions of variational methods. II. Two parameter eigenvalue problem for the deuteron state.* Progr. theor. Phys., Kyoto **15**, 50—62,

1956, Nr. 1. (Jan.) (Tokyo, Univ., Dep. Phys.) Die in der üblichen Behandlung des Deuteron-Problems auftretenden zentralen und tensoriellen Potentialtiefen werden als Parameter angesehen. Dabei besteht zwischen elektrischem Quadrupolmoment  $Q$ , Bindungsenergie  $\gamma^2$  und dem Parameter  $\varepsilon$  der Mischung zwischen D- und S-Zustand folgende Beziehung  $\tan \varepsilon = -\sqrt{2} Q \gamma^2$  die auf 10% genau ist. Das Variationsverfahren wird erweitert, indem zunächst stationäre Ausdrücke für beide Potentialtiefen aufgesucht werden und dann gezeigt wird, daß die Extremalbedingungen den Grundgleichungen des Deuterons im Zustande bestimmter Mischung  $\varepsilon$  äquivalent sind. Ein Beispiel für Kastenpotentiale wird ausgeführt. Der Hauptvorteil des Verfahrens liegt darin, daß beide Potentialtiefen gleichzeitig ohne Rückgriff auf trial-and-error-Methoden bestimmt werden können. Weiterhin wird das dem RAYLEIGH-RITZschen entsprechende Variationsverfahren auf mehrparametrische Eigenwertsprobleme verallgemeinert. (Zig.)

V. Weidemann.

9994 L. Paoloni. *Coulomb repulsion integrals (pp|pp) and bonding power of an atom in a given valence state.* Nuovo Cim. (10) **4**, 410—417, 1956, Nr. 2. (1. Aug.) (Rom, Ist. Super. Sanita, Lab. Chim. Terapeutica.) Eine von PARISER und PARR benutzte Methode zur Berechnung von (pp|pp)-COULOMB-Abstoßungsintegralen wird verallgemeinert und zur Untersuchung von Atomvalenzzuständen der ersten und zweiten Periode des Periodischen Systems benutzt (P- und gemischte SP-Valenzzustände). Es wird ein Energiemaß für die Bindungsstärke eines Atoms in einem bestimmten Valenzzustand eingeführt, mit dem man einige von PRITCHARD und SKINNER aufgeworfene Fragen lösen kann.

K. Mayer.

9995 R. D. Cowan and J. Ashkin. *Extension of the Thomas-Fermi-Dirac statistical theory of the atom to finite temperatures.* Phys. Rev. (2) **105**, 144—157, 1957, Nr. 1. (1. Jan.) (Los Alamos, N. M., Univ., Sci., Lab., Pittsburgh, Penn., Carnegie Inst. Technol.) Eine verallgemeinerte THOMAS-FERMI-Theorie des Atoms unter Einschluß von Temperatur- und Austauscheffekten wird entwickelt. Es ergibt sich für die Impulsverteilungsfunktion der Elektronen eine nichtlineare Integralgleichung und für die Dichteverteilung die gewöhnliche POISSON-Gleichung. Für die Grenzfälle der Fast-Entartung und der vollständigen Nicht-Entartung werden analytische Lösungen der Integralgleichung und im Zwischengebiet numerische Lösungen angegeben. Aus thermodynamischen Betrachtungen folgt, daß das GIBBSsche Potential gleich ist dem Produkt aus der Anzahl der Elektronen und deren FERMI-Energie. Die Abweichungen der berechneten Energie von der experimentellen Ionisierungs-Energie nehmen mit wachsender Ordnungszahl ab (30% für Al). Für Fe werden numerische Ergebnisse für Dichten von der 0,1- bis zur 10fachen Normaldichte bei kT-Werten von 0 ... 1000 eV angegeben. Die Werte für Drücke, Energien und Entropien sind geringer als die aus der Rechnung ohne Austausch folgenden. Der Unterschied verschwindet jedoch nahezu bei kT = 1000 eV.

Zehler.

9996 R. E. Trees. *Atomic theory in non-euclidian space.* Spectrochim. Acta **8**, 288, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Princeton, N. J., Univ., Palmer Phys. Lab.)

Pruckner.

9997 G. W. Pratt jr. and J. H. Wood. *The unrestricted Hartree-Fock method.* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 222, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.)

9998 George J. Yevick and Jerome K. Percus. *Some remarks on the role of supplementary variables in the collective treatment of the many body problem.* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 221, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.)

Schön.

9999 Heinrich Hertz. *Drei Bilder der Mechanik.* Phys. Bl. **13**, 241—249, 1957, Nr. 6. (Juni.)

Beggerow.



**10000 G. I. Staleu.** *Comment on établit les relations physiques par l'analyse dimensionnelle.* Met. apl., Bukarest 3, 1956, Nr. 4, (Apr.) S. 25—31. (Orig. rumän. m. franz. Zfg.) Das Verfahren wird auf alle mononome und homogene Beziehungen ausgedehnt. H. Ebert.

**10001 P. Mauersberger.** *Approximation einer durch Beobachtung an diskreten Abszissenpunkten vorgegebenen Funktion mittels eines Systems orthogonaler Polynome im Sinn der Methode der kleinsten Quadrate ohne Anwendung einer Ausgleichsrechnung.* Beitr. Geophys. 65, 309—330, 1956, Nr. 4. Das von F. Neumann für LEGENDRESche Polynome und zugeordnete Kugelfunktionen erster Art entwickelte Verfahren wird auf beliebige Orthogonalpolynome erweitert. Hierbei zeigen sich enge Beziehungen zur mechanischen Quadratur nach GAUSS und JACOBI. K. Jung.

**10002 G. K. T. Conn and H. N. Daglish.** *The influence of electrode geometry on cold-cathode vacuum gauges.* Vacuum 4, 136—146, 1954, Nr. 2. (Apr., erschienen Sept. 1956.) (Sheffield, Univ., Dep. Phys.) Elektronen zwischen zwei ebenen Elektroden werden durch ein magnetisches Feld kaum beeinflusst, sie bewegen sich in Spiralen, nicht oszillierend. Hystereseerscheinungen müssen beachtet werden; sie sind ohne besonderen zusätzlichen Aufwand nur für begrenzte Meßbereiche vermeidbar. Die optimalste Empfindlichkeit ist durch zylindrische Elektroden, am besten mehr als zwei zu erreichen. H. Ebert.

**10003 D. J. Santeler and J. F. Norton.** *A graphical approach to vacuum engineering.* Vacuum 4, 176—194, 1954, Nr. 2. (Apr., erschienen Sept. 1956.) (Schenectady, N. Y., Gen. Elect. Co., Gen. Engng. Labs.) Es werden Nomogramme beschrieben, die Auskunft geben über Pumpzeit, Undichtigkeit sowohl für das laminare und molekulare Gebiet, wie für den Übergang. Mitgeteilt sind die Überlegungen auf dem zweiten Symposium des vakuumtechnischen Komitees im Jahre 1955. Vordrucke sind unter der Bezeichnung „Vakuum-Engineering“ (FN 756 A und FN 756 B) bei der General Electric Company zu erhalten. H. Ebert.

**10004 Amos S. Newton.** *Method of degassing liquids.* Analyt. Chem. 28, 1214 bis 1215, 1956, Nr. 7. (Juli.) (Berkeley, Univ. Calif., Radiat. Lab.) Es wird die Flüssigkeit unter Vakuum verdampft und kondensiert; ist Dampfdruck zu hoch, kann mit entsprechender Lösung gearbeitet werden. Sind die Gase aufzufangen, eignet sich die TOEPLER-Pumpe. H. Ebert.

**10005 A. Bobenrieth.** *Jauge de Penning dégazable.* Vide, Paris 8, 1302—1304, 1953, Nr. 44. (März.) Die Elektroden wurden so ausgebildet (aus Molybdänblech), daß sie durch elektrischen Strom erhitzt werden können. H. Ebert.

**10006 J. Lecomte, J. Taieb et J. Thébault.** *Quelques remarques sur les circuits électroniques d'un détecteur de fuites.* Vide, Paris 8, 1422—1427, 1953, Nr. 48. (Nov.) (Comm. Energie Atom.) Der Gebrauch von Wechselstromverstärkern vereinfacht die Anordnung. Hohe Eingangswiderstände erhöhen Empfindlichkeit und Ansprechfähigkeit. H. Ebert.

**10007 E. Hübner.** *Das Messen kleiner, zeitlich veränderlicher Drücke.* Forsch.-IngWes. 20, 20—31, 1954, Nr. 1. (Aachen.) Verschiedene Meßverfahren für die Bestimmung zeitlich veränderlicher Drücke sind bekannt. Die Druckempfänger bilden mit den Verbindungsleitungen, die zu den Druckentnahmestellen führen, gekoppelte mechanische Schwingungssysteme. Das Maß der bei der Druckmessung zu erwartenden frequenzabhängigen Verzerrung wird rechnerisch ermittelt. Gieleßen.

**10008 N. A. Floreseu.** *Remarques sur la „pompe électronique“ de Schwarz.* Vide, Paris **8**, 1428, 1953, Nr. 48. (Nov.) Bei Berücksichtigung der gaskinetischen Gesetze und der Tatsache, daß Moleküle rückdiffundieren können, müssen einige Folgerungen von SCHWARZ (1952) modifiziert werden. H. Ebert.

**10009 A. Thulin et J. Cosson.** *Le nouveau scripteur asservi „Nanograph“ pour l'enregistrement direct des instruments à miroir.* Mes. Contr. **21**, 557—560, 1956, Nr. 231. (Aug.) Als „Nanograph“ wird eine Anordnung bezeichnet, mit der kleine Spiegelgalvanometerausschläge, die Strömen von  $10^{-8}$  bis  $10^{-9}$  A entsprechen, ohne Zwischenverstärkung unmittelbar mit einem Tintenschreiber aufgezeichnet werden können. Das Gerät beruht auf dem Prinzip einer lichtelektrischen Nachlaufsteuerung mit zwei CdS-Photowiderständen, die auf einer Parallelogrammführung beweglich angeordnet sind. Die Photowiderstände bilden zwei Zweige einer WHEATSTONE-Brücke, die sich in angeglichenem Zustand befindet, solange der Lichtzeiger des Galvanometers sich in Mittelstellung zwischen beiden Photowiderständen befindet. Bei Auslenkung des Zeigers entsteht ein einseitiger Brückenstrom, der einem Servomotor zugeführt wird, der durch geeignete Übertragung die beiden Photowiderstände solange nachbewegt, bis der Lichtzeiger sich wieder in der abgleichenden Mittelstellung befindet. Das lichtelektrische Organ läuft also dauernd selbsttätig mit dem Lichtzeiger des Galvanometers mit und ist seinerseits mit dem Schreiborgan der Anordnung starr verbunden. Es werden verschiedene serienmäßige Typen dieser Bauart mit Mehrfachschreibern von 120 mm Schreibbreite beschrieben. Leo.

**10010 P.-L. Dubois-Violette.** *Etude sur la stabilité de la régulation automatique des systèmes à inertie du type thermique.* Ann. Phys., Paris (12) **9**, 582—632, 1954, Sept./Okt. Für die Anwendung auf thermische Regelkreise entwickelt Vt. eine analytische Methode zur Lösung folgender Probleme: Berechnung der Schwingungsperiode der Regelgröße, Berechnung der Grenzepfindlichkeit des Reglers und Untersuchung der maximalen Wirksamkeit des Reglers durch Kombination von Proportional-, Differential- und Integral-Regelung. Die Methode wird auch auf nicht-thermische Probleme angewandt und an Beispielen bis zu numerischen Lösungen durchgeführt. Vieth.

**10011 M. A. Aizerman and F. R. Gantmacher.** *Determination of periodic solution in systems with a straight-line characteristic composed of line pieces parallel to the two given straight lines.* Automat. Telemekh., Moscow (russ.) **18**, 97—110, 1957, Nr. 2. (Orig. russ. m. engl. Zfg.) (Moscow.)

**10012 Ya. Z. Tsyppkin.** *Correction of control and regulation pulse systems.* Automat. Telemekh., Moscow (russ.) **18**, 111—125, 1957, Nr. 2. (Orig. russ. m. engl. Zfg.) (Moscow.)

**10013 A. A. Krasovsky.** *On two-channels control systems described by equations with complex parameters.* Automat. Telemekh., Moscow (russ.) **18**, 126—136, 1957, Nr. 2. (Orig. russ. m. engl. Zfg.) (Moscow.) V. Weidemann.

## II. Mechanik

**10014 J. K. Pereus and G. J. Yevick.** *Statistical approach to the domain of action of collective co-ordinates in the many body problem.* Nuovo Cim. (10) **5**, 1057 bis 1073, 1957, Nr. 5. (1. Mai.) (Hoboken, N. J., Stevens Inst. Technol., Walter Kidde Lab. Phys.) In der „dynamischen“ LAGRANGE-Funktion zur Behandlung des Mehrkörperproblems tritt die Kollektivkoordinate  $q_K = \sum_i \exp[ikx_i]$  auf ( $x_i$  Koordinate des i-ten Teilchens,  $k$  Wellenzahl), deren mathematische obere



Grenze durch  $N$  (Anzahl der Teilchen) gegeben ist, deren Größe sich jedoch während der meisten Zeit um den Wert Null bewegt, wobei die Standardabweichung  $\sqrt{N}$  beträgt. Für irgendwelche Näherungsmethoden ist es nun wichtig, ihren „Aktionsbereich“ möglichst genau abzugrenzen. Dazu wird unter Bezugnahme auf vorangegangene Arbeiten der Ausdruck für die Verteilungsfunktion im  $q$ -Raum mit dem im Konfigurationsraum verglichen. Aus der sich ergebenden Aufspaltung des  $q$ -Raumes in zwei Unterräume, deren Ausdehnung nicht von  $k$  abhängt, gelingt die Aufstellung einer Näherung für die Mehrkörperkorrelationen und auch eine einfache Näherung für die Verteilungsfunktion. Joerchel.

**10015 M. I. Pope.** *An automatically recording vacuum balance.* J. sci. Instrum. **34**, 229—232, 1957, Nr. 6. (Juni.) (Univ. Exeter, Washington Singer Labs.) Die von GREGG (J. Chem. Soc. 1955, S. 1438) angegebene elektromagnetische Waage, die Masseänderungen eines festen Körpers in einem Gas oder im Vakuum bei Temperaturen bis zu  $1000^\circ\text{C}$  zu messen und in Abhängigkeit von der Zeit kontinuierlich aufzuzeichnen gestattet, wurde weiterentwickelt. Ihre Höchstlast beträgt 5 g, die Meßunsicherheit wird mit  $\pm 0,2$  mg angegeben. Der Waagebalken besteht aus Glas. Er ist in Nadellagern gelagert. Sein Ausschlag wird photoelektrisch kompensiert. Ein einfacher Aufbau ist durch die Verwendung handelsüblicher Elektronenröhren und anderer elektrischer Bauelemente gewährleistet. Das Gerät kann für thermogravimetrische Analysen, zur Messung von Adsorptions- und Absorptionsvorgängen an festen Körpern und von Reaktionen zwischen festen Körpern und Gasen benutzt werden. Bochrnann.

**10016 Willy Kattwinkel.** *Untersuchung an Schneiden spannender Werkzeuge mit Hilfe der Spannungsoptik.* Diss. T. H. Aachen, 1957.

**10017 J. E. Adkins and R. S. Rivlin.** *Large elastic deformations of isotropic materials. X. Reinforcement by inextensible cords.* Phil. Trans. (A) **248**, 201—223, 1955, Nr. 944. (29. Sept.) (Welwyn Garden City, Herts., Brit. Rubber Prod. Res. Assoc.) H. Ebert.

**10018 H. J. McKimin and W. L. Bond.** *Elastic moduli of diamond.* Phys. Rev. (2) **105**, 116—121, 1957, Nr. 1. (1. Jan.) (Murray Hill, N. J., Bell Teleph. Lab.) Aus Messungen der Ultraschallgeschwindigkeit (20 bis 200 MHz) an zwei Diamantkristallen (Typ I) in verschiedenen Richtungen ([110]- und [001]-Richtung) werden die adiabatischen Elastizitätsmoduln ( $27^\circ$ ) zu  $c_{11} = 10,76$ ,  $c_{12} = 1,250$  und  $c_{44} = 5,758$  ermittelt. Während  $c_{11}$  mit bekannten Messungen befriedigend übereinstimmt, sind  $c_{12}$  viel kleiner und  $c_{44}$  viel größer als die in der Literatur bekannten Werte. Die möglichen Fehler der Messungen werden eingehend diskutiert. Rudolph.

**10019 M. E. Fine and Charles Chiou.** *Acoustic relaxation effect in  $\text{Mn}_3\text{O}_4$ .* Phys. Rev. (2) **105**, 124—122, 1957, Nr. 1. (1. Jan.) (Evanston, Ill., N. W. Technol. Inst., Dep. Metall.) Vff. messen die innere Reibung  $1/Q$  und den Elastizitätsmodul als Funktion der Temperatur  $T$  an polykristallinen  $\text{Mn}_3\text{O}_4$ -Proben (gesintert in Luft oder He bei Temperaturen zwischen  $1100$  und  $1200^\circ$ ) nach der Resonanzschwingungsmethode mittels piezoelektrischer Erregung. Die luftgeglühten Proben zeigen Maxima von  $1/Q$  bei Temperaturen um  $80^\circ$  für Schwingungen von 60 kHz und um  $105^\circ$  bei 180 kHz. Die in He geglühten Proben besitzen ein Maximum von  $1/Q$  um  $-10^\circ$ . Diese Effekte werden spannungsinduzierten Änderungen in der Verteilung der  $\text{Mn}^{2+}$ - und  $\text{Mn}^{4+}$ -Ionen auf die Oktaederplätze zugeschrieben. Aus der Abhängigkeit der  $1/Q$ -Maximallage von der Schwingungsfrequenz ergibt sich eine Aktivierungsenergie von 0,4 eV für den für die innere Reibung verantwortlichen Prozeß. Der Elastizitätsmodul nimmt entsprechend der Erwartung im Gebiet der  $1/Q$ -Maxima schnell mit  $T$  ab. Rudolph.

**10020 John W. Stewart.** *Compression of solid helium and other condensed gases at low temperature.* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 218, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.) Schön.

**10021 F. Blaha, S. Marinelli und E. Schmid.** *Bearbeitungserholung von aus der Schmelze gezogenen Cadmium-, Zink- und Aluminium-Kristallen.* Acta phys. austr. **11**, 23—30, 1957, Nr. 1. (Mai.) (Wien, Univ., II. Phys. Inst.) Es werden Versuche beschrieben, die einen unmittelbaren Nachweis der Entfestigung eines wirkenden Translationssystems durch Abgleitung erbringen. Für die Untersuchungen wurden Einkristalle aus Cadmium, Zink und Aluminium mit einem Durchmesser von 0,2—0,5 mm aus der Schmelze gezüchtet. Zur Bestimmung der Kristallschubfestigkeit wurden Fließkurven unter konstanter Last und bei konstanter Temperatur aufgenommen. Aus allen Experimenten ergab sich, daß auch ein wirksames Translationssystem unter geeigneten Bedingungen (nicht zu große Vordehnung, bestimmte Zwischendehnung, Temperatur) durch weitere Abgleitung eine Schubentfestigung erfahren kann. Der Erholungseffekt dürfte im Sinne der Versetzungstheorien auf ein Loslösen von unbeweglichen Versetzungen (sessile Versetzungen) an der Front von aufgestauten Versetzungsgruppen zurückgeführt werden müssen, wobei der gemeinsame Einfluß von Spannung und Temperatur entscheidend ist. Es brechen dann die aufgestauten Versetzungsgruppen teilweise zusammen und werden für den Gleitvorgang frei. Röh. m.

**10022 A. Seeger, J. Diehl, S. Mader and H. Rebstock.** *Work-hardening and work-softening of face-centred cubic metal crystals.* Phil. Mag. (8) **2**, 323—350, 1957, Nr. 15. (März.) (Stuttgart, T. H., Inst. theor. angew. Phys.; Stuttgart, Max-Planck-Inst. Metallf.) Vff. untersuchten experimentell und theoretisch die Mechanismen der Verfestigung, der Entfestigung und der Gleitbandbildung in kubisch-flächenzentrierten Metallen. Die Stufe II mit raschem Verfestigungsanstieg der Spannungs-Dehnungskurven ist mit Hilfe von Fließ-Spannungsmessungen bei verschiedenen Temperaturen, durch kombinierte Zug- und Torsionsexperimente und durch die Beobachtung der Länge der Gleitlinien als eine Funktion der Vordehnung untersucht. Stufe III der Spannungs-Dehnungskurve und die mit ihr verbundenen Entfestigungsphänomene sind elektronenmikroskopisch untersucht. Dabei ergibt sich, daß die hauptsächlichsten Oberflächenbilder (Gleitbänder, Aufsplittern) dem Quergleiten zuzuschreiben sind. Es ist bewiesen, daß in II der Gleitabstand kontinuierlich durch die Bildung von LOMER-COTTRELL-Versetzungen abgenommen hat. Die Temperaturabhängigkeit der Verfestigung im Stadium III ist durch Schraubenversetzungen, die die sessilen LOMER-COTTRELL-Versetzungen durch Quergleiten umgehen, verursacht. Der Mechanismus der Quergleitung, der Gleitbandbildung, die Temperaturabhängigkeit und die Form der Verformungskurven hängen sehr stark von der Stapelfehlerenergie ab, wie im Einzelnen gezeigt wird. Röh. m.

**10023 John R. Heiks and Edward Orban.** *Liquid viscosities at elevated temperatures and pressures: Viscosity of benzene from 90° to its critical temperature.* J. phys. Chem. **60**, 1025—1027, 1956, Nr. 8. (18. Aug.) (Miamisburg, Ohio, Monsanto Chem. Co., Mound Lab.) Mit einem Viskosimeter vom LAWACZEK-Typ (zylindrischer Fallkörper, Feststellung der Lage des Fallkörpers durch eine radioaktive Quelle), das in eine Druckkammer eingebaut war, wurde die Viskosität von Benzol zwischen 90 °C und der kritischen Temperatur (288,5 °C) dicht oberhalb der Sättigungslinie gemessen (maximaler Druck 50 kp/cm<sup>2</sup>). Die Viskosität bei der kritischen Temperatur beträgt 0,056 cP. Für die Temperaturabhängigkeit der Viskosität gilt bis 180 °C die ANDRADE-Gleichung, darüber hinaus ist die Abnahme der Viskosität mit der Temperatur stärker. W. Weber.



**10024 Robert G. Charles.** *The viscosities of aqueous solutions containing metal chelates derived from ethylenediaminetetraacetate.* J. Amer. chem. Soc. **78**, 3946 bis 3950, 1956, Nr. 16. (20. Aug.) (Pittsburgh, Penn., Westinghouse Res. Labs.) Es wurde die Viskosität verdünnter wäßriger Lösungen von Metall-Chelaten des Äthylendiamintetraacetat bei 30 °C mit CANNON-FENSKE-Viskosimetern bestimmt. Zum Vergleich wurden auch Lösungen untersucht, die H, H<sub>2</sub> und einfache Äthylendiamintetraacetat Anionen enthielten. Die Konzentrationsabhängigkeit der Viskosität läßt sich in allen Fällen durch die JONES-DOLE-Gleichung darstellen. Die B-Werte der Gleichung, die für die einzelnen Anionen charakteristisch sind, nehmen in der Reihenfolge H<sub>2</sub>, H und Äthylendiamintetraacetat zu. Die B-Werte der Metall-Chelate hängen mit dem Ionisationspotential und dem reziproken Kationenradius zusammen und steigen von B = 0,87 bei Cu auf B = 1,17 beim Ba an. Lediglich das Blei fällt aus der Reihe heraus. Die Ergebnisse lassen vermuten, daß alle untersuchten Metall-Chelate, mit Ausnahme des Bleis, eine ähnliche Struktur in der Lösung haben, wobei es offen bleibt, ob nur vier oder alle sechs Gruppen des Äthylendiamintetraacetat an Metall gebunden sind. W. Weber.

**10025 J. C. Geniesse.** *A comparison of viscosity-index proposals.* Bull. Amer. Soc. Test. Mat. 1956, Nr. 215. (Juli.) S. 81—84. (Atlantic Refining Co., Res. a. Development. Dep.) Es werden die verschiedenen Vorschläge von Kenngrößen für die Temperaturabhängigkeit der Viskosität von Ölen nebeneinandergestellt. Der Viskositäts-Index bildet den Ausgangspunkt, seine Unvollkommenheit bei Indexwerten über 100 war der Anlaß für Versuche besser der Wirklichkeit entsprechende Kennzahlen zu finden. Neben Abänderungen des ursprünglichen Viskositätsindex, werden die Verhältnisse der Viskosität bei zwei Standardtemperaturen und die Neigung der Viskosität-Temperatur-Geraden im ASTM-Diagramm als Basis für neue Kenngrößen gewählt. W. Weber.

**10026 W. A. Wright.** *The viscosity-temperature function.* Bull. Amer. Soc. Test. Mat. 1956, Nr. 215. (Juli.) S. 84—86. (Marcus Hook, Penn. Sun Oil Co.) Vfl. schlägt zur Kennzeichnung der Viskosität-Temperatur-Funktion die Gleichung  $(\nu_{210})^m = \nu_{100}/A \nu_{210}$  vor ( $\nu$  kinematische Viskosität bei 210 bzw. 100 °F, A Konstante). Der Zahlenwert der Potenz m wird als Kenngröße gewählt und Viskosität-Temperatur-Funktion genannt. Die m-Werte stehen in keinem einfachen Verhältnis zum Viskositäts-Index. W. Weber.

**10027 E. E. Klaus and M. R. Fenske.** *The use of ASTM slope for predicting viscosities.* Bull. Amer. Soc. Test Mat. 1956, Nr. 215. (Juli.) S. 87—94. (Pennsylvania State Univ.) Vfl. empfehlen zur Kennzeichnung des Viskosität-Temperatur-Verhaltens von Ölen die Neigung der Viskosität-Temperatur-Kurve im ASTM-Diagramm identisch mit der Richtungskonstante m im UBBELOHDE-WALTHER-Diagramm). Die Neigungswerte haben einen einfachen Zusammenhang mit der prozentualen Änderung der Viskosität je °C, während das beim Viskositäts-Index nicht der Fall ist. Es werden eine Reihe von Viskositätsmessungen im Temperaturbereich von 700 bis -65 °F mitgeteilt und mit interpolierten Werten im ASTM-Diagramm verglichen. Zum Teil gibt das Diagramm die Meßwerte im ganzen Bereich gut wieder, teils sind die Abweichungen beträchtlich, sie können sowohl positiv als auch negativ sein. Die Meßanordnungen für die Bestimmung der Viskosität bei extremen Temperaturen mit CANNON-FENSKE-Viskosimetern werden beschrieben. W. Weber.

**10028 H. Fortak.** *Zur Frage allgemeiner hydrodynamischer Wirbelsätze.* Beitr. Geophys. **65**, 283—294, 1956, Nr. 4. In tensorieller Darstellung werden allgemeine

Beziehungen zwischen individuellen, lokalen und materiellen zeitlichen Differentialoperatoren aufgestellt. Ihre hydrodynamische Anwendung führt auf allgemeine Wirbelgleichungen von physikalisch anschaulicher Gestalt.

K. Jung.

**10029 L. M. Sisina-Moloshen.** *Halbempirische Methode zur Berechnung der Parameter einer ebenen Grenzschicht im Übergangsgebiet.* Teploenergetika, Moskau (russ.) **3**, 1956, Nr. 10, (Okt.) S. 41—46. (Orig. russ.) (Zentr. Kesselturbinen Inst.) Verallgemeinerung von Versuchsergebnissen über Geschwindigkeitsprofile im Übergangsgebiet einer Grenzschicht, die beim Umströmen einer Platte hervorgerufen werden. Auf der Grundlage dieser Daten wird eine halbempirische Methode zur Berechnung der Parameter der Grenzschicht einer Platte im Übergangsgebiet entwickelt. Ferner werden Überlegungen zur Berechnung der Grenzschicht bei Strömungen mit einem Längsgradienten des Druckes angestellt. (Zig.)

H. Weidemann.

**10030 A. R. Fairbairn and A. G. Gaydon.** *Spectra produced by shock waves, flames and detonations.* Proc. roy. Soc. (A) **239**, 464—475, 1957, Nr. 1219. (9. Apr.) (London, Imp. Coll., Chem. Engng Dep.) Starke von einer platzenden Membran ausgehende Stoßwellen regen Spektren von Treibstoffen allein bzw. in Mischungen mit Argon an. Diese Spektren werden mit denjenigen verglichen, die an Flammen bzw. Detonationen der gleichen Stoffe zu beobachten sind. Das Auftreten von Banden der Radikale  $C_2$ , CH, CN, OH und ihre jeweilige Stärke wird diskutiert. Kontinuierliche Strahlung rührt vermutlich von Ruß her. Messungen des zeitlichen Verlaufes der Banden ermöglichen eine angenäherte Festlegung des Entstehungsortes der Strahlung. Es ist zu hoffen, daß durch Fortsetzung dieser Versuche der Elementarprozeß der Bildung der Radikale und von Ruß geklärt werden kann.

Rößler.

**10031 L. A. Wulis.** *Über die Vermischung von Gasvolumen mit Hilfe scharfer Strahlen.* Teploenergetika, Moskau (russ.) **3**, 1916, Nr. 12. (Dez.) S. 37—41. (Kasachski Univ.)

II. Weidemann.

**10032 Ermenegildo Preti.** *Fondamenti meccanici del volo gettosostentato.* R. C. Ist. Lombardo, Cl. Sci. Mat. Nat. **90**, 356—363, 1956, Nr. 2.

V. Weidemann.

**10033 Alan R. Krull.** *A history of the artificial satellite.* J. Amer. Rocket Soc. **26**, 369—383, 1956, Nr. 5. (Mai.) (Evanston, Ill., Northwest. Univ.) Chronologische Bibliographie, die 350 Referate der Literatur über künstliche, bemannte oder unbemannte Satelliten umfaßt.

V. Weidemann.

**10034 E. W. Parkes.** *The stresses in a built-up girder subjected to a concentrated load.* Proc. roy. Soc. (A) **231**, 379—387, 1955, Nr. 1186. (6. Sept.) (Cambridge Univ. Engng. Lab.)

II. Ebert.

**10035 Edmond Loeuille.** *Détermination expérimentale du rapport des chaleurs spécifiques des gaz provenant de la combustion des poudres de guerre.* C. R. Acad. Sci., Paris **236**, 358—360, 1953, Nr. 4. (26. Jan.) Es wird eine Formel angegeben, mit der das Verhältnis der spezifischen Wärmen der Gase berechnet werden kann, die bei der Verbrennung von „heißen“ und „kalten“ Pulvern auftreten. Experimentell kann die „spezifische Kraft“  $f$  durch Messung des Druckes in der Bombe bestimmt werden.  $f = R \cdot T_0^0$  ( $T_0^0$  = Verbrennungstemperatur des Pulvers;  $R$  entspricht  $p_a \cdot v_a / 273$ ;  $p_a$  = Atmosphärendruck,  $v_a$  = Volumen des Gases von 1 kg Pulver). Außer  $v_a$  wird ferner die „scheinbare thermische Energie“



$Q_a$ , Wärmemenge in Kcal für 1 kg Pulver, in der Bombe gemessen. Ferner wird  $u$  = Anzahl Mole Wasser bestimmt. Man setzt  $\gamma_{mT_0} = \sum n \cdot C_m / \sum n \cdot c_m$  und  $R = J (\sum n C_m - \sum n \cdot c_m)$ , wobei die mittleren spezifischen Molwärmen bei konstantem Volumen =  $\sum n \cdot c_m$  und bei konstantem Druck =  $\sum n \cdot C_m$ . Dann ergibt sich  $\gamma_{mT_0} - 1 = (RT_0^0 - p_a \cdot v_a) / J(Q_a - 10u)$ . Die hiermit bestimmten  $\gamma_{mT_0}$ -Werte stimmen mit den aus Tabellenwerten berechneten gut überein, wie an acht Beispielen für verschiedene Pulversorten gezeigt wird.

Freiwald.

**10036 R. Schall et G. Thomer.** *Etudes par radiographie-éclair des phénomènes des charges creuses.* Photogr. et Cinématogr. Ultra-Rapides, Dunod, Paris 1956, S. 261 bis 266. (M. dtsh. Zfg.) (S. B.) (Saint-Louis, Haut-Rhin, Lab. Rech. Armement.) Es wurden mit dem Röntgenblitz Einzelaufnahmen mit Belichtungszeiten von  $(2-3) \cdot 10^{-7}$  s gemacht, um die Vorgänge bei der Sprengung von Hohlladungen qualitativ zu erfassen, insbesondere die Deformation der Einlage und die Bildung und die spätere Auflösung des wirksamen Strahls. Auch der Einfluß des Dralls bei drallstabilisierten Hohlladungsgeschossen wird untersucht. Zobel.

**10037 V. B. Tawakley.** *Internal ballistics of composite charge when they burn according to the geometric form functions for spheres.* Proc. nat. Inst. Sci. India (A) 22, 54—62, 1956, Nr. 1. (26. Jan.) (New Delhi, Min. Def., Def. Sci. Org.) Für sphärisches Pulverkorn mit der Formfunktion  $Z = 1 - f^3$  löst Vf. die ballistischen Hauptgleichungen für eine aus zwei Pulversorten zusammengesetzte Ladung. Er unterscheidet dabei die zwei Fälle: 1. Die zwei Pulversorten brennen gleichzeitig und 2. Der Abbrand der Pulversorten erfolgt zu verschiedenen Zeiten. Maximaldruck  $P_m$  und Mündungsgeschwindigkeit  $V_E$  ergeben sich explizit.

Zobel.

**10038 V. B. Tawakley.** *Effect of bore resistance on maximum pressure and muzzle velocity for composite charge.* Proc. nat. Inst. Sci. India (A) 22, 105—128, 1956, Nr. 2. (26. März.) (New Delhi, Def. Sci. Lab.) In gleicher Weise wie CORNER auf der Basis der COPPOCKSchen Lösung des innerballistischen Hauptproblems berechnet der Vf. den Einfluß der Geschoßreibung im Lauf auf Maximaldruck und Mündungsgeschwindigkeit, wenn die Treibladung aus zwei Pulversorten zusammengesetzt ist. Die adiabatischen Exponenten  $\gamma_1$  und  $\gamma_2$  werden als gleich vorausgesetzt und die Verbrennungsgeschwindigkeit als linear vom Druck abhängig angenommen. Zobel.

### III. Akustik

**10039 Rolf Leis.** *Die Randwertprobleme der Helmholtz'schen Schwingungsgleichung.* Diss. T.H. Aachen, 1957. H. Ebert.

**10040 O. Brosze.** *Störung des Schallfeldes durch einen starren Zylinder.* Elektron. Rdsh. 11, 19—22, 1957, Nr. 1. (Jan.) (Berlin, Fernmeldetech. Zentralamt, Außenst.) Vf. berechnet den Schalldruckverlauf in der Nähe eines unendlich langen, starren Zylinders, der sich in einem ebenen Schallfeld befindet. In die Formel für den Schalldruck, die sich aus einer Summe von BESSEL- und NEUMANN-Funktionen ergibt, gehen der Winkel  $\varphi$  zur Schalleinfallrichtung und das Produkt  $K \cdot a$  ( $K$  = Wellenzahl,  $a$  = Zylinderradius) als Parameter ein. Es werden die Kurven konstanten Schalldruckes für die Parameterwerte  $K \cdot a = 0,4, 1, 2, 4, 6, 8$  und 10 berechnet. Vergleichende Messungen in einem schalltoten Raum ergaben gute Übereinstimmung mit den berechneten Werten. Die größten Abweichungen lagen bei  $\varphi = 90^\circ$ , hier machte sich der zu kleine Abstand Schallquelle-Zylinder bemerkbar. Kallenbach.

**10041 Pierre Boillet.** *Sur l'interprétation du principe de Huygens: Cas des ondes acoustiques, élastiques et électromagnétiques.* Cah. Phys. 1957, S. 59—87, Nr. 78. (Febr.) (Paris, Fac. Sci.) Zweck der Arbeit ist, zu zeigen, daß das HUYGENSsche Prinzip, die diesem Prinzip zugrunde liegende Vorstellung der flächenhaften Quellen sowie die aus ihm entspringende bekannte Formel eine tiefere, nicht nur formale Berechtigung besitzt. In dem vorliegenden ersten Teil seiner Arbeit zeigt Vf. dies für die akustischen Wellen. Für elastische sowie elektromagnetische Wellen soll dies in den folgenden Teilen vom Vf. gezeigt werden. Picht.

**10042 E. Meyer und R. Thiele.** *Raumakustische Untersuchungen in zahlreichen Konzertsälen und Rundfunkstudios unter Anwendung neuerer Meßverfahren.* Acust. Zür. 6, 425—444, 1956. (Akust. Beih. Nr. 2.) (Göttingen, Univ., III. Phys. Inst.) V. Weidemann.

**10043 G. R. Schodder.** *Vortäuschungen eines akustischen Raumeindrucks.* Acust. Zür. 6, 482—488, 1956. (Akust. Beih. Nr. 2.) (Göttingen, Univ., III. Phys. Inst.) V. Weidemann.

**10044 H. Nottebohm.** *Eigenschaften des Sprechkopf-Feldes von Magnetongeräten.* Elektron. Rdsch. 10, 335—337, 1956, Nr. 12. (Dez.) Unter Bezugnahme auf eine vorangegangene Arbeit (Elektron. Rdsch. 10, 306, 1956) betrachtet der Vf. den Vorgang der Längs- und Quermagnetisierung des Tonbandes im Felde des Sprechkopfes. Aus seinen Messungen des Frequenzganges des Bandflusses bei Aufnahme über einen Löschkopf ohne Vormagnetisierung schließt er, daß die Aufzeichnung etwa zu gleichen Teilen von der Längs- und von der Quermagnetisierung getragen wird. Kallenbach.

**10045 Ulrich Enz.** *Erzeugung von Ultraschall mit Ferriten.* Promotionsarb., Zürich 1955, Nr. 2499, 53 S. (Zürich, E. T. H.) Nach kurzem Überblick über verschiedene Methoden zur Erzeugung von Ultraschall stellt Vf. unter Anwendung der LAGRANGESchen Gleichung die elektrischen Ersatzschaltbilder für einen verlustfreien magnetostriktiven Stab und einen elektrostriktiven Wandler auf (Erregung in der Grundschwingung). Die einzelnen Anteile an der Gesamt-Verlustdämpfung in Ferritschwingern und die Abstrahlung der Ultraschallenergie werden größenordnungsmäßig untersucht. Der experimentelle Teil der Arbeit enthält Angaben über das vom Vf. benutzte Verfahren zur Herstellung von Ferritmaterialien. Die Versuche an einer Reihe von Ferriten verschiedener Zusammensetzung und verschiedener Mischungsverhältnisse unter den Komponenten ergaben, daß für Leistungssender in vielen Fällen Nickel-Zink-Ferrite mit 40—50% Zinkgehalt als günstig anzusehen sind, weil bei diesen Sorten das Verhältnis zwischen erreichter Magnetostriktion und angelegtem Feld im Vergleich mit den übrigen untersuchten Ferritsorten groß ist. Die maximal mit Ferriten erzeugbare Ultraschalleistung hängt außer von der Konstruktion der Schwinger von der Sättigungsstriktion und von der dynamischen Festigkeit der verwendeten Ferritsorte ab. Es wurden in Wasser bis zu 30 W abgestrahlt. Der Wirkungsgrad der Ferritschwinger ist relativ groß. Messungen ergaben je nach Aussteuerung der Magnetisierungskurve Werte von 94—75%. Für das Verhältnis akustische Leistung/strahlende Fläche wurden Werte bis 8 W/cm<sup>2</sup> erreicht. F. Linhardt.

#### IV. Wärme

**10046 M. Rossberg.** *Die Temperaturverteilung in organischen Materialien bei der Absorption optischer Strahlung (in Kunststoffen, Holz usw.)* Chem.-Ing.-Tech. 28, 674—675, 1956, Nr. 10. (Okt.) H. Ebert.



**10047 B. S. Petuchow.** *Methode zur Messung der örtlichen Wärmeabgabe in Röhren mit Hilfe einer dickwandigen Röhre.* Teploenergetika, Moskau (russ.) **3**, 1956, Nr. 10. (Okt.) S. 36—41. (Orig. russ.) (Moskau, Energ. Inst.) Theorie und Realisierung einer Methode zur Messung der örtlichen Wärmeabgabe bei durchströmten Röhren, darin bestehend, daß der Temperaturabfall in der Wand der dickwandigen Röhre gemessen wird. Die Resultate der experimentellen Prüfung der Methode werden angegeben. (Zifg.) H. Weidemann.

**10048 D. A. Labunzow.** *Über den Einfluß von konvektiver Wärmeübertragung und von Inertialkräften auf den Wärmeaustausch bei laminarer Strömung eines Kondensatufilmes.* Teploenergetika, Moskau (russ.) **3**, 1956, Nr. 12, (Dez.) S. 47—50. (Orig. russ.) (Moskau, Energ. Inst.) H. Weidemann.

**10049 J. Hijmans and J. de Boer.** *An approximation method for order-disorder problems. IV.* Physica, 's Grav. **22**, 408—428, 1956, Nr. 5. (Mai.) (Amsterdam, Univ., Inst. Theor. Phys.) Die Ableitung der Näherungsausdrücke für die freie Energie und die Gleichgewichtsbedingungen eines Ordnungs-Unordnungs-Systems wird im Gegensatz zu vorhergehenden Veröffentlichungen, die von einem KIKUCHI-Ansatz ausgingen, nun ganz anders durchgeführt. Die neue Ableitung basiert auf speziellen Gleichungen für die Verteilungsfunktionen des Systems, die von J. E. MAYER angegeben wurden. German.

**10050 J. Hijmans.** *An approximation method for order-disorder problems. V.* Physica, 's Grav. **22**, 429—442, 1956, Nr. 5. (Mai.) (Amsterdam, Univ., Inst. Theor. Phys.) Die Bedeutung der in der vorhergehenden Arbeit behandelten Approximation wird näher ausgeführt. German.

**10051 Mogens Pihl.** *Den statistiske termodynamiks grundlag i elementær fremstilling.* Fysisk Tidsskr. **53**, 141—161, 1955, Nr. 2/6. (Orig. dänisch.) Vf. geht von dem informationstheoretischen Standpunkt aus, daß die Entropie ein Maß für die Unwissenheit bezüglich eines Systems ist. Die Ungewißheit  $U$  in einer statistischen Situation soll durch eine Zahl gekennzeichnet sein, die folgende vier Axiome erfüllt: 1. bei  $G$  verschiedenen Möglichkeiten soll  $U$  ein Maximum annehmen, wenn alle  $G$  Möglichkeiten gleichwahrscheinlich sind; 2.  $U$  soll verschwinden, wenn die statistische Situation in Gewißheit entartet; 3. für  $G$  gleichwahrscheinliche Ereignisse soll  $U$  monoton mit  $G$  wachsen und 4. die Kombination der  $U$  bei unabhängigen Situationen soll durch Summation erfolgen. Hieraus folgt  $U = S = -k \sum p_i \log p_i$ , ( $k > 0$ , willkürlich,  $p_i$ : Wahrscheinlichkeit des  $i$ -ten Zustandes aus  $G$ ), der bekannte Ausdruck für die Entropie. Sind die  $p_i$  nicht frei, sondern ist ein Mittelwert durch  $\sum p_i x_i = \bar{x}$  bzw. ein bestimmtes Schwankungsquadrat durch  $\sum p_i (x_i - \bar{x})^2 = \delta x^2$  vorher festgelegt, so entsprechen maximaler Ungewißheit die Verteilungen  $p_i = \alpha \exp(-\beta x_i)$  bzw.  $p_i = \alpha \exp[-\beta(x_i - \bar{x})^2]$  ( $\alpha, \beta$ : Konstante). Vf. beschränkt sich auf eine wohldefinierte Zahl von Zuständen, die der obersten Auflösungsgrenze entspricht und erörtert das Verhältnis zur Quantenmechanik. Auf dieser Grundlage wird der Temperaturbegriff eingeführt. Konstante Temperatur bedeutet die Festlegung der mittleren Energie und eine zugehörige Verteilung maximaler Ungewißheit. Entsprechendes gilt für andere makroskopische Situationen. Die Untersuchung der Schwankungserscheinungen vom gleichen Standpunkt aus wird angekündigt.

V. Weidemann.

**10052 G. Heltmann und O. Knacke.** *Die Verdampfungsgeschwindigkeit von flüssigem Kadmiumamalgam.* Z. phys. Chem. (NF) **7**, 225—235, 1956, Nr. 3/4. (Mai.) (Berlin-Charlottenburg, Tech. Univ., Max-Planck-Inst. phys. Chem. u. Inst. Metallhüttenkde.) Der Verdampfkoeffizient wird bei Zimmertemperatur zu  $\alpha = 1$  bestimmt. Dieses Ergebnis, so wird theoretisch gezeigt, darf verall-

gemeinert werden; d. h. bei der Verdampfung der meisten Mischphasen kann  $\alpha \approx 1$  erwartet werden. Es wird in Hinsicht darauf, daß die Verdampfungsgeschwindigkeit reiner Stoffe schon durch geringfügige Verunreinigungen erheblich herabgesetzt werden kann, gezeigt, daß u. a. bei der technischen Verdampfung im Hochvakuum Grenzfälle auftreten können, in denen nicht die Diffusion, sondern der Phasenübergang geschwindigkeitsbestimmend ist, sofern nicht eine Verschmutzung der Oberfläche die Verdampfung behindert.

H. Ebert.

**10053 L. Dunoyer et J. M. Dunoyer.** *Expériences sur l'évaporation de l'eau dans le vide et comparaison avec la théorie.* Vide, Paris **8**, 1280—1294, 1953, Nr. 43. (Jan.) Die früher (1951) gegebene Theorie wird experimentell für Wasser bestätigt. Bei Eis wird eine Modifikation der Theorie notwendig.

H. Ebert.

**B. Rosenbaum and K. R. Atkins.** *Coefficient of vaporization of liquid helium.* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 218, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.) Schön.

**10054 B. N. Parsons, C. J. Danby and Sir Cyril Hinshelwood.** *The influence of heavy foreign gases on the formation and decomposition of ethane.* Proc. roy. Soc. (A) **240**, 333—339, 1957, Nr. 1222. (11. Juni.) (Univ. Oxford, Phys.Chem. Lab.) In einem Quarzgefäß wurde durch Messung der Änderung des Drucks und durch massenspektrometrische Analyse die thermische Zersetzung von Äthan untersucht, die nach zwei Reaktionen 1.  $\text{C}_2\text{H}_6 = \text{C}_2\text{H}_4 + \text{H}_2$  und 2.  $\text{C}_2\text{H}_6 = \text{CH}_4 + (\text{CH}_2 \text{ zu anderen Produkten})$  verläuft. (1) wird durch Zusatz von NO verlängert, (2) bleibt nahezu unbeeinflusst. (Schwefelhexafluorid beschleunigte beide Reaktionen, (1) sogar mehr als andere Paraffin-Zersetzungen und auch (2), die bei höheren Paraffinen nicht vorkommt. Der Anstieg der Reaktionsgeschwindigkeit mit dem Druck von  $\text{CF}_4$  und  $\text{CO}_2$ , wo ein Grenzwert erreicht wird, und mit  $\text{SF}_6$ , wo dieser bei 800 mm Druck noch nicht erreicht wird, wurde gemessen. Bei Reaktion (1) wurde festgestellt, daß  $\text{SF}_6$  die Geschwindigkeit in beiden Richtungen katalytisch erhöht, ohne die Gleichgewichtskonstante zu verändern, entsprechend den thermodynamischen Forderungen. M. Wiedemann.

**10055 Michael Hoch.** *Thermochemical determination of the dissociation energies of YO, LaO and CeO.* Spectrochim. Acta **8**, 287, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Columbus, O., State Univ., Dep. Chem.) Die Vakuumverdampfung der Sesquioxide  $\text{Y}_2\text{O}_3$ ,  $\text{La}_2\text{O}_3$  und  $\text{Ce}_2\text{O}_3$  wurde zwischen 2000 und 2500°K untersucht. Die Hauptkomponenten waren in der Gasphase YO, LaO, CeO und Sauerstoff. Aus der Verdampfungsgeschwindigkeit lassen sich die Partialdrucke der gasförmigen Monoxyde im Gleichgewicht mit den festen Sesquioxiden bestimmen und aus diesen Werten, kombiniert mit bekannten thermochemischen Daten, dann die Dissoziationsenergien  $D_0^0$  der Monoxyde. Pruckner.

**10056 D. E. Mann, J. J. Ball and Gordon E. Moore.** *The emission spectrum of the hydrogen-fluorine flame.* Spectrochim. Acta **8**, 292, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Washington, D. C., Nat. Bur. Stand; Silver Spring, Maryl., Univ., Appl. Res. Lab.) Das Emissionsspektrum der Fluor-Wasserstoff-Flamme wurde mit einem 2 Meter-Gitterspektrographen im Gebiet 5500 bis 10400 Å aufgenommen. Die 3-0, 4-1, 5-2, 4-0, 5-1, 6-2, 7-3, 5-0, 6-1, 7-2, 8-3 und 9-4 Banden des Fluorwasserstoffs wurden gemessen. Bei einigen Banden wurden Niveaus oberhalb  $J = 20$  festgestellt. Diese Daten erlaubten die Aufstellung der Molekularkonstanten. Pruckner.

**10057 Bruno Manz.** *Zur Theorie der irreversiblen Prozesse in kubischen Kristallen, mit einer Anwendung auf die Schallabsorption.* Diss. T.H. Aachen, 1957.

H. Ebert.



**10058 Armand Siegel.** *Applicability of the Langevin equation to irreversible processes.* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 220—221, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.)

**10059 Joel L. Lebowitz and Peter G. Bergmann.** *Generalization of our micromodel of irreversible processes.* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 221, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.)

**10060 H. Salwen, W. Sadowski and P. G. Bergmann.** *Stochastic boundary conditions in irreversible processes.* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 221, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.) Schön.

**10061 H. Fiedler.** *Ein Beitrag zur elektrischen Taumessung.* Z. Met. **10**, 217—219, 1956, Nr. 7. (Juli.) (Magdeburg.) Gemessen wird die durch Tauwasser bedingte Veränderung der elektrolytischen Leitfähigkeit von Tauplatten (GELBKE, 1952) Die Einstellzeit wird durch Tränken mit einem Elektrolyten (KCl) verbessert. Wiederholte Kalibrierung ist erforderlich. H. Ebert.

**10062 V. Diaconescu.** *Projet et construction d'un thermohygrostat.* Bul. Inst. Polit. Iasi (rum.) (6) **2**, 139—146, 1956, Nr. 1/2. (Orig. rum. m. russ. franz. Zfg.) Ein Thermohygrostat für Untersuchungen an Papier wird beschrieben. Die beobachteten Schwankungen während des Betriebes betragen etwa  $\pm 0,5\%$ . Gieleßen.

**10063 G. Ecker.** *Zur statistischen Beschreibung von Gesamtheiten mit kollektiver Wechselwirkung.* Appl. sci. Res., Hague (B) **5**, 321—326, 1955, Nr. 1/4. (Bonn, Univ., Inst. Theor. Phys.) Es wird eine kritische Betrachtung der Gesamtheiten mit kollektiver Wechselwirkung gegeben, wobei besonders auf die Schwierigkeiten und Diskrepanzen der bisherigen theoretischen Ansätze hingewiesen wird, die auf eine Überlastung der modellmäßigen Basis zurückgeführt werden. Es wird eine genaue Untersuchung der Grundlagen der kollektiven Beschreibung durchgeführt, wobei eine genaue Definition der individuellen und kollektiven Zonen des Phasenraumes angegeben werden. Wienecke.

**10064 Robert J. Rubin.** *Brownian-like motion of a heavy particle suspended on an elastic string.* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 221, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.) Schön.

**10065 J. L. van Soest.** *Signaal-ruis-verhouding en informatie.* Ned. Tijdschr. Natuurk. **22**, 233—237, 1956, Nr. 8. (Aug.) (S. B.) Ausgehend von den Begriffen der strukturellen und metrischen Information (McKAY, Phil. Mag. **41**, 289, 1950) untersucht Vf. den Informationsgehalt von Abbildungen, insbesondere Photographien. Probleme des Erkennens, Interpretierens, der Gestalt, sowie der wiederholten Wahrnehmung werden berührt. V. Weidemann.

**10066 Martin L. Klein, Frank K. Williams and Harry C. Morgan.** *Information theory.* Instruments **29**, 1519—1524, 1956, Nr. 8. (Aug.) Die Informationstheorie gibt die Möglichkeit des Vergleichs von Analog- und Digitalsystemen, deren Genauigkeit der eines vorgegebenen Analogsystems gleichkommt. Zu diesem Zweck wird das Analogsignal quantisiert. Wenn die Differenz zwischen Maximal- und Minimalwert der abhängigen Variablen mit  $y_m$  bezeichnet wird, ergibt sich bei einer Auflösung  $\Delta y$  eine Zahl von  $n = y_m/\Delta y + 1$  verschiedenen Werten. Sei ferner  $\Delta T$  die Minimalzeit, in der sich die Variable um  $\Delta y$  ändern kann,  $\Delta T = \Delta y/\dot{y}_{\max}$ , so ergibt sich, daß die maximal erforderliche bit-Rate  $\beta$  gleich dem Informationsgehalt einer Ablesung dividiert durch  $\Delta T$  ist. Bei gleichwahrscheinlichen Ereignissen,  $P_i = 1/n$  gilt dann  $\beta = \text{ld } n/\Delta T$ . Damit lassen sich Konversationsraten berechnen. V. Weidemann.

**10067 M. P. Madan.** *Law of molecular interaction for krypton.* Nuovo Cim. (10) **5**, 1369—1370, 1957, Nr. 5. (1. Mai.) (Cambridge, Mass. Inst. Technol., Res. Lab. Electron.) Aus den Thermodiffusionsdaten von Krypton wurde der Parameter  $\epsilon = 224,0^\circ\text{K}$  und aus den Daten der Wärmeleitfähigkeit  $r_m = 3,972\text{\AA}$  für den Temperaturbereich  $130\text{--}400^\circ\text{K}$  berechnet. Die Ergebnisse werden mit denen anderer Autoren verglichen. Ferner wird aus ihnen der Selbstdiffusionskoeffizient bei  $293^\circ\text{K}$  zu  $0,0936$  in guter Übereinstimmung mit dem experimentellen Wert von  $0,093\text{ cm}^2/\text{s}$  berechnet und auch die berechneten Werte der Viskosität im Bereich von  $288\text{--}373^\circ\text{K}$  stimmen gut mit den gemessenen überein.

M. Wiedemann.

## V. Aufbau der Materie

**10068 Max Born.** *Der Mensch und das Atom.* Atomkernenergie **2**, 1—7, 1957, Nr. 1. (Jan.) (S. B.) (Bad Pyrmont.) V. Weidemann.

**10069 S. K. Asunmaa und Richard Lepsius.** *Prinzipielle Betrachtungen im Periodischen System der Elemente.* Naturwissenschaften **43**, 324, 1956, Nr. 14. (Juli.) Die Elektronenkonfigurationen des Periodischen Systems der Elemente und das Gebiet U, (P-U) der stabilen Kerne sind in einer Tabelle nebeneinander gestellt. Die sich ergebenden einzelnen Zahlenbeziehungen sind aufgeführt. U ist der Neutronenüberschuß, P die Anzahl der Protonen. H. Ebert.

**10070 Heinrich Fassbender.** *Strahlungsmessgeräte für Kernstrahlung.* Elektrotech. Z. (B) **9**, 1—6, 1957, Nr. 1. (Jan.) (Erlangen.) V. Weidemann.

**10071 Werner Beusch und Daniel Maeder.** *Ein kompaktes Dekadenzählgerät mit bedarfsweiser Umschaltung der Zählkanäle, Untersetzerstufen und Zählwerke.* Z. angew. Math. Phys. **7**, 520—527, 1956, Nr. 6. (25. Nov.) (Zürich, E. T. H., Phys. Inst.) Das ausführlich beschriebene Dekadenzählgerät besitzt zehn voneinander unabhängige Kanäle. Jeder der zehn Eingänge führt zunächst auf einen Zweifach-Untersetzer mit einem Auflösungsvermögen von  $1,5\text{ }\mu\text{s}$  und weiter über eine PHILIPS-Dekadeneinheit mit E1T und E90CC (Totzeit  $27\text{ }\mu\text{s}$ ) an ein mechanisches Zählwerk, das mit einer E90CC betrieben wird und bis zu  $20\text{ Imp./s}$  registriert. Jede Dekadenstufe kann wahlweise entweder einzeln betrieben oder mit einer benachbarten Stufe zu einem 100fach-Untersetzer kombiniert werden. Zur Ermöglichung ununterbrochener Messungen in fünf Kanälen sind die zehn Untersetzer in zwei Gruppen unterteilt. Ein gemeinsamer Schalter erlaubt, alle Kanäle dauernd, oder die eine oder andere Gruppe abwechselnd in Betrieb zu setzen, so daß immer eine Gruppe zur Ablesung und Rückstellung stillgelegt ist. Diese letzte Möglichkeit bietet besondere Vorteile bei Halbwertszeitmessungen kurzlebiger radioaktiver Isotope. — Die Eingänge können Impulse von  $\geq 10\text{ V}$  Höhe mit einer Anstiegszeit von  $< 0,5\text{ }\mu\text{s}$  und einer Abfallzeit von  $> 1\text{ }\mu\text{s}$  verarbeiten. Bei unabhängigem Betrieb der zehn Kanäle beträgt die maximale Zählrate  $400\text{ Imp./s}$ , bei paarweisem Betrieb als 100fach-Untersetzer  $4000\text{ Imp./s}$  mit einem Zählverlust von  $\leq 1\%$ . Der Netzteil wurde ohne Benutzung eines Anodenspannungstransformators konstruiert, so daß das komplette Gerät klein und relativ leicht ist. W. Kolb.

**10072 E. J. Cook and G. F. Pieper.** *Forty-channel pulse height analyzer.* Phys. Rev. (2) **98**, 1154, 1955, Nr. 4. (15. Mai.) (S. B.) (Yale Univ.) Es



wurde ein 40-Kanal-Impulshöhenanalysator gebaut, der die Impulshöhe in eine Impulslänge verwandelt und die daraus abgeleitete Dualzahl in einem Quarzgedächtnis speichert.

Mayer-Kuckuk.

**10073 G. S. Stanford and G. F. Pieper.** *A fast coincidence with amplitude discrimination.* Phys. Rev. (2) **98**, 1154, 1955, Nr. 4. (15. Mai.) (S. B.) (Yale Univ.) Zum Studium von ( $\alpha$ ,  $P\gamma$ )-Reaktionen wurde eine Koinzidenzeinrichtung für die Analyse des  $\gamma$ -Impulsspektrums in Koinzidenz mit einer ausgesonderten Gruppe des Protonenimpulsspektrums hergestellt. Die Anordnung enthält EFP60-Stufen zur Impulsformung und 6BN6-Koinzidenzstufen. Die Auflösezeit der schnellen Koinzidenzstufe beträgt  $0,1 \mu\text{s}$ .

Mayer-Kuckuk.

**10074 J. K. Major.** *Calibration of linear amplifiers with a mercury relay pulse generator.* Phys. Rev. (2) **98**, 1210, 1955, Nr. 4. (15. Mai.) (S. B.) (Yale Univ.) Beschreibung eines Eichimpulsgebers mit Quecksilberkontaktrelais der kalibrierte Impulse beiderlei Polarität bis zu 10 V Impulshöhe bei Anstiegszeiten zwischen  $7 \cdot 10^{-9}$  s und  $10 \mu\text{s}$  liefert.

Mayer-Kuckuk.

**10075 R. Parshad and A. Sagar.** *A commutator switch derived from binary scalars in cascade.* Rev. sci. Instrum. **25**, 395—396, 1954, Nr. 4. (Apr.) (New Delhi, India, Nat. Phys. Lab.) Durch Zufügen einer Dioden-Koinzidenzschaltung zu einem  $n$ -fach Dualuntersetzer läßt sich ein elektronisches System gewinnen, das zu jedem der möglichen  $n$  verschiedenen Schaltzustände der Unter-setzer an einem von  $n$  Ausgängen einen Impuls liefert.

Mayer-Kuckuk.

**10076 R. D. Amado and R. Wilson.** *A fast kicksorter channel.* J. sci. Instrum. **34**, 205—206, 1957, Nr. 5. (Mai.) (Oxford, Clarendon Lab.) Schaltbild und Beschreibung eines Kanals eines Impulshöhenanalysators unter Verwendung der MULLARD-Röhre EFP60 werden angegeben. Er reagiert noch auf Impulse von  $10^{-8}$  s Dauer mit einer Totzeit von  $10^{-7}$  s.

Heilig.

**10077 Maurice Spighel et Louis Pénege.** *Sélecteur d'amplitude pour impulsions, à durée d'analyse constante.* Suppl. zu J. Phys. Radium **18**, 19A—22A, 1957, Nr. 3. (März.) (Ivry, Lab. Synth. Atom) Ein Einkanalimpulshöhenanalysator mit zwei in Antikoinzidenz geschalteten Amplitudendiskriminatoren für die untere und obere Schwellenspannung weist ausgangsseitig eine ziemlich große zeitliche Schwankung des Impulseinsatzes auf. Dieser hängt wesentlich von der genauen Impulshöhe innerhalb der Kanalbreite und vom zeitlichen Anstieg des Impulses ab. (Das wirkt sich besonders störend bei Koinzidenzsystemen aus, bei denen z. B. zwei Impulse erst nach vorausgegangener Impulshöhenanalyse zur Koinzidenz gebracht werden sollen. Das zeitliche Auflösungsvermögen ist dann durch diese Schwankung begrenzt.) Es wird durch Parallelschaltung eines weiteren Kanals, in dem der verzögerte differenzierte Impuls des Amplitudendiskriminators für die untere Schwelle mit dem ursprünglichen Impuls gemischt und einem weiteren Amplitudendiskriminator zugeführt wird, ein zeitlich sehr genau definierter Impuls gewonnen, der dann in einer Mischstufe zur zeitlichen Festlegung des Ausgangsimpulses dient. Auf diese Weise gelingt es, für Impuls mit einer Anstiegszeit von  $2,5 \cdot 10^{-7}$  s die zeitliche Fixierung von bestenfalls  $5 \cdot 10^{-7}$  s auf nahezu  $5 \cdot 10^{-9}$  s zu verbessern.

Ulmer.

**10078 E. Fenyves.** *The efficiency of self-quenching G. M.-counters for cosmic ray particles.* Acta phys. hung. **4**, 363—374, 1955, Nr. 4. (Budapest, Contr. Res. Inst. Phys., Dep. Cosmic Rays.) Das Ansprechvermögen von Zählrohren war bisher optimal zu 99,3% bestimmt werden. Dabei war eine Antikoinzidenzschaltung mit Elimination seitlicher Schauer und zusätzliche elektronische Totzeitverkürzung benutzt worden. Wie gezeigt wird, sind theoretisch 99,96% zu erwarten. Die

Diskrepanz zwischen Theorie und Messung wird auf systematische Meßfehler durch Teilchenstreuung innerhalb der Apparatur sowie durch Elektronen- und Photonschauer zurückgeführt und nicht auf ein tatsächlich so geringes Ansprechvermögen der Rohre. Dies wird auch aus der Messung einer „100%igen“ Einheit (zwei parallel geschaltete Rohre untereinander) geschlossen, die nur 99,54% ergibt. Mit 10 cm Pb wurden die weiche Komponente der Höhenstrahlung und damit beide Fehlerquellen ausgeschaltet. 28 Rohre wurden ausgemessen. Die gefundenen Werte, die für vier Rohre tabellarisch und graphisch angegeben sind, ergeben mit 99,92% bis 99,96% gute Übereinstimmung mit der Theorie.

Faissner.

**10079 J. S. Reddie and Wm. C. Roesch.** *Two better ways to determine Geiger-Mueller-tube age.* Nucleonics **14**, 1956, Nr. 7. (Juli.) S. 30—32. (Richland, Wash., Gen. Elect. Comp.) Das Altern von Zählrohren äußert sich durch abnehmende Impulshöhe, ansteigende Schwellenspannung, Änderung von Plateau-Länge und -Neigung usw. und wird hervorgerufen durch Änderung der Gaszusammensetzung und durch Niederschlag von Zersetzungsprodukten an den Elektroden. Es wird zunächst die Abhängigkeit der Impulshöhe von der Zählrohrspannung bei  $\beta$ -Strahlung untersucht. Als Parameter der Kurvenschar ist die Gesamtimpulszahl angegeben. Mit zunehmender Gesamtimpulszahl verschieben sich die Kurven zu höheren Spannungen, die Impulshöhe an der Schwelle ist dagegen unabhängig vom Zählrohralter. Die Verschiebung, die im GEIGER-MÜLLER-Bereich proportional der Gesamtimpulszahl ist, kann als Maß für das Zählrohralter benutzt werden, Nachteile sind die Temperaturabhängigkeit der Kurven und der große Zeitaufwand. — Vff. definieren zur schnelleren Bestimmung zwei Koeffizienten. Trägt man die Schwellenspannung gegen den Logarithmus der Zählrate auf, so ergeben sich Geraden, deren Neigung proportional der Gesamtimpulszahl ist. Als Schwellen-Koeffizient wird die Änderung der Schwellenspannung nach 10facher Erhöhung der Zählrate definiert. (Für neue Zählrohre ist er annähernd Null.) — Die Beziehung zwischen Impulshöhe und Zählrate bei fester Zählrohrspannung im GEIGER-MÜLLER-Bereich stellt eine Potenzfunktion dar, deren Exponent (Absolutwert) als Amplituden-Koeffizient definiert wird. Auch dieser Koeffizient ist proportional der totalen Impulszahl, unabhängig von der Temperatur und kann durch eine einfache Messung bestimmt werden. — Abschließend wird über ein Experiment berichtet, das eine Analyse der Ursachen für die verschiedenen Alterserscheinungen ermöglicht.

W. Kolb.

**10080 W. S. Lyon and S. A. Reynolds.** *Alpha-gamma coincidence counting for flow-counter calibration.* Nucleonics **14**, 1956, Nr. 12, (Dez.) S. 44—48. (Oak Ridge, Tenn., Nat. Lab.) Zur Kalibrierung der Zählausbeuten von Durchfluß-Proportionalzählern wurden Am-241-Standards hergestellt. Dazu wurden zunächst Am-241-Lösungen auf elektrisch leitend gemachten 50  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  starken Polystyrolschichten zur Trockne eingedampft und in einen  $4\pi\alpha$ -Durchflußzähler eingeschoben, unter dem ein Szintillationszähler mit Na I (Tl)-Kristall angebracht war. Gezählt wurden die Impulshäufigkeiten von den beiden Hälften des  $\alpha$ -Zählers, vom Szintillationszähler und die  $\alpha\gamma$ -Koinzidenzen. Mit Hilfe der so absolut-bestimmten Präparatstärken wurden die anfangs genannten Kalibrierstandards bestimmt, die auf polierten Metallscheibchen aufgedampft wurden. Mit ihnen ergaben sich folgende Ausbeuten in einem fensterlosen  $2\pi$ -Durchflußzähler:  $51,26 \pm 0,13\%$  auf Platin- und  $50,20 \pm 0,13\%$  auf Edelstahlunterlage. Das Anwachsen über 50% ist durch die Rückstreuung von der Unterlage bedingt.

Schneider.

**10081 D. van Zoonen.** *Double pulses in rare gas-halogen Geiger counters.* Appl. sci. Res., Hague (B) **5**, 368—386, 1956, Nr. 5. (Delft, T. H., Lab. Tech. Phys.) Oberhalb einer bestimmten Zählrohrspannung erscheinen stark differenzierte Impulse

der meisten Edelgas-Halogen-Zählrohre als Doppelimpulse. Die Zeitdifferenz zwischen den beiden Maxima beträgt einige  $\mu$ s. Die Überspannung, bei der das Einsetzen der Doppelimpulse beginnt, hängt vom Halogengasdruck sowie vom Kathoden- und Anodenradius ab. Mit Hilfe eines Photovervielfachers und einer Lochblende wurde die mit dem Impuls verbundene Lumineszenz an einem Zählrohr mit Glimmerfenster in verschiedenen Abständen vom Zählendraht gemessen. Diese Versuche zeigen, daß die Photonen des ersten Maximums in unmittelbarer Nähe der Anode entstehen, während diejenigen des zweiten Maximums etwas später im Raum zwischen Ionenschlauch und Kathode erzeugt werden. Diese und weitere Ergebnisse (Ladungsmessungen, Abhängigkeit von Parallelkapazität und Arbeitswiderstand, Einfluß der Entstehung von Doppelimpulsen auf Totzeit und Plateau-Länge) werden diskutiert. — Wenn Doppelimpulse entstehen, ist das Zählrohr nicht mehr selbstlöschend, die Gasverstärkung beim zweiten Maximum wird solange fortgesetzt, bis das Zählrohrpotential unter die Schwellenspannung absinkt. Bei den kommerziellen Neon-Halogen-Zählrohren liegt nahezu das ganze Plateau im Doppelimpulsgebiet, während bei den mit Argon oder Krypton gefüllten Halogenzählrohren Doppelimpulse erst oberhalb von 100 V über der Schwellenspannung erscheinen. Zur Vermeidung der Doppelzählung wird empfohlen, die kleinste Zeitkonstante der Apparatur größer als 20  $\mu$ s zu machen.

W. Kolb.

**10082 U. Haber-Schaim.** *A test for the „median angle“ method.* Nuovo Cim. (10) 4, 669—670, 1956, Nr. 3. (1. Sept.) (Urbana, Ill., Univ., Dep. Phys.) Die zur Energiebestimmung von sternerzeugenden Partikeln in der Photoplattentechnik vielbenutzte „median-angle“-Methode wurde einer Überprüfung unterzogen, indem man sie zur Analyse von Sternen benutzte, welche durch Protonen bekannter Energie (6,2 GeV) erzeugt worden waren. Die Untersuchung zeigt, daß die nach dieser Methode gewonnenen Energiewerte untereinander sehr stark schwanken. Im Gegensatz zu den bisher geläufigen Annahmen steht die Feststellung, daß die gewonnenen Energiewerte eher zu hoch als zu niedrig liegen.

K. Mayer.

**10083 H. L. Reynolds and A. Zucker.** *Range of nitrogen ions in emulsion.* Phys. Rev. (2) 96, 393—394, 1954, Nr. 2. (15. Okt.) (Oak Ridge, Tenn., Nat. Lab.) Im Stickstoff-Ionenstrahl eines Zyklotrons wurden 50  $\mu$  Ilford C2 Photoplatten exponiert bei bekannter, mit Nickelfolien variierte Strahlenenergie zwischen 4 MeV und 28 MeV. In diesem Bereich ist der Energieverlust etwa 1,5 MeV/ $\mu$ .

Mayer-Kuckuk.

**10084 E. P. Ney, John Naugle and Phyllis Freier.** *Densitometric measurement of emulsion tracks.* Phys. Rev. (2) 96, 829, 1954, Nr. 3. (1. Nov.) (S. B.) (Univ. Minnesota.) Die Eigenschaften eines Densitometers nach FRIESE (Ark. Fys. 4 52, 1951) wurden erprobt. Die Ergebnisse sind bei der Ladungsbestimmung sich in der Schicht totlaufender Teilchen reproduzierbarer als die durch Zählen von  $\delta$ -Strahlen zu gewinnenden.

Mayer-Kuckuk.

**10085 John R. Fleming and J. J. Lord.** *Grain density and ionization loss in nuclear track emulsions.* Phys. Rev. (2) 96, 852, 1954, Nr. 3. (1. Nov.) (S. B.) (Univ. Washington.) Es wird über Korndichtemessungen in Ilford G5-Platten mit Pionen von 224, 121, 83 und 28 MeV Energie berichtet.

Mayer-Kuckuk.

**10086 Raymond Fox and R. W. Waniek.** *On the bilateral development of thick nuclear emulsions.* Phys. Rev. (2) 98, 1153, 1955, Nr. 4. (15. Mai.) (S. B.) (Harvard Univ.) Bis zu 2 mm dicke Emulsionsschichten wurden von beiden Seiten her entwickelt, nachdem sie zwischen dünnes Gewebe eingekittet und in einem passenden Rahmen befestigt worden waren. Nach dem Waschen wurden die Schichten zum Trocknen auf Glasplatten aufgebracht.

Mayer-Kuckuk.



**10087 K. H. Sun, P. R. Malmberg and P. Szydlík.** *Photographic amplification in alpha-particle auto-radiography.* Phys. Rev. (2) **98**, 1154, 1955, Nr. 4. (15. Mai.) (S. B.) (Westinghouse Res. Lab.) Bei der Autoradiographie  $\alpha$ -strahlender Proben wurde höhere Empfindlichkeit erzielt durch Anbringen einer etwa  $10\ \mu$  dicken Schicht eines ZnS(Ag)-Phosphors zwischen  $\alpha$ -Strahler und Photoplatte.

Mayer-Kuckuk.

**10088 S. Yamamoto and F. E. Steigert.** *Background tracks in nuclear emulsions.* Phys. Rev. (2) **98**, 1210, 1955, Nr. 4. (15. Mai.) (S. B.) (Yale Univ.)  $50\ \mu$  Ilford C2-Photoplaten wurden langsamen Neutronen ausgesetzt. Neben einem Untergrund an natürlichen  $\alpha$ -Strahlereignissen wurden in den Platten Zerfallsspuren von Isotopen gefunden, die durch Neutroneneinfang entstanden waren. Unter anderem wurde die Reaktion  $N^{14}(n,p)C^{14}$  beobachtet.

Mayer-Kuckuk.

**10089 R. W. Wanlek.** *Sensitivity variation of nuclear emulsions with temperature.* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 219, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.)

**10090 Jacques M. Blum.** *Controlled development for nuclear emulsions.* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 219, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.)

**10091 E. P. Ney, John Naugle and P. S. Freier.** *A photoelectric densitometer.* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 219, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.)

Schön.

**10092 Marvin L. Mitchell and Louis A. Sarkes.** *Detection of  $S^{35}$  and  $Ca^{45}$  with a plastic scintillator.* Nucleonics **14**, 1956, Nr. 9, (Sept.) S. 124. (Boston, Mass., Veterans Administ. Hosp.; Mass. Dep. Publ. Health, Lemuel Shattuck Hosp., Radioisotope Units.) Ein Szintillationszähler mit plastischem Szintillator von  $1/8$  Zoll Dicke und 1 Zoll Durchmesser wird zur Messung der weichen  $\beta$ -Strahlung von  $S^{35}$  und  $Ca^{45}$  benutzt. Die Montage des Szintillators wird kurz beschrieben. Vergleiche mit einem kommerziellen Endfensterzählrohr (Fenster  $< 2\ \text{mg/cm}^2$ , 3,5 mm Abstand vom Präparat) zeigen folgende Ergebnisse: Zählempfindlichkeit mit plastischem Szintillator bei  $Ca^{45}$   $57,2 \cdot 10^3$  Imp./min. $\mu\text{c}$ , bei  $S^{35}$   $44,8 \cdot 10^3$  Imp./min  $\mu\text{c}$ ; dagegen bei einem Endfensterzählrohr  $21,8 \cdot 10^3$  bzw.  $13,9 \cdot 10^3$  Imp./min  $\mu\text{c}$ . Die Messungen wurden an Quellen von 0,001 bis 0,1  $\mu\text{c}$  durchgeführt. Integrale Impulshöhenverteilungen werden für beide Isotope angegeben.

W. Kolb.

**10093 K. Steenberg and A. A. Benson.** *A scintillation counter for soft- $\beta$  paper chromatograms.* Nucleonics **14**, 1956, Nr. 12, (Dez.) S. 40—43. (Berkeley, Calif., Univ., Radiat. Lab.) Für die Messung von weichen  $\beta$ -Strahlern wie  $C^{14}$ ,  $S^{35}$ , und  $Ca^{45}$  in Radiochromatogrammen wurde ein Szintillationszähler entwickelt, der für diese Zwecke bisher verwendeten Endfensterzählrohren überlegen ist. Als Szintillator wird eine  $10^{-3}$  Zoll dicke Scheibe von  $2 1/4$  Zoll Durchmesser aus Terphenyl-Polystyrol verwendet. Die Zählrate ist unter sonst gleichen Bedingungen 70 bis 80 % höher, der Untergrund 50 % geringer als bei Endfensterzählrohren ähnlicher Abmessungen. Einige Meßergebnisse, integrale Diskriminatorenkurven für  $C^{14}$ , werden mitgeteilt.

W. Kolb.

**10094 W. Beusch, H. Knoepfel, E. Loeple, D. Maeder and P. Stoll.** *Thallium activated CsI for scintillation spectroscopy.* Nuovo Cim. (10) **5**, 1355—1357, 1957, Nr. 5. (1. Mai.) (Zürich, Swiss Federal Inst. Technol.) Mit Thallium aktivierte CsJ-Kristalle eignen sich gut für  $\gamma$ -Spektroskopie. Sie zeichnen sich vor allem durch hohe Ausbeuten aus. Verwendet wurde ein Kristall mit 2,5 cm Durchmesser und 2,5 cm Länge. Die linearen Absorptionskoeffizienten und die Photokoeffizienten sind um etwa 20 % höher als für NaJ. Das Impulsspektrum der 661 keV  $^{137}\text{Cs}$ -Linie wurde aufgenommen. Die Halbwertsbreite der Linie betrug 14 %.

M. Wiedemann.

**10095 M. D. Galanin and A. P. Grishin.** *The absolute luminescence yield for  $\gamma$ -scintillations in a naphthalene crystal with anthracene.* Soviet Phys. **3**, 32—39, 1956, Nr. 1. (Aug.) (Engl. Übers. aus: J. exp. theor. Phys., Moskau **30**, 33—41, 1956, Jan.) (USSR, Acad. Sci., P. N. Lebedev Phys. Inst.) Zur Bestimmung der absoluten Fluoreszenzausbeute wurde eine COMPTON-Koinzidenz-Anordnung benutzt. Der Primärkristall (Naphthalin-Anthracen) befand sich in einer ULBRICHTSchen Kugel, die an einen Photovervielfacher angeschlossen war. Ein NaI(Tl)-Szintillationszähler wurde zur Messung der rückgestreuten  $\gamma$ -Quanten benutzt und steuerte über einen Verstärker den Koinzidenzkreis. Die Apparatur (Photovervielfacher, Verstärker und Diskriminator) konnte mit definierten Lichtimpulsen in Energie-Einheiten kalibriert werden. Alle dabei notwendigen Hilfsgrößen wurden experimentell bestimmt. Zur Messung wurde ein  $\text{Co}^{60}$ -Präparat verwendet. Die so bestimmte Fluoreszenzausbeute für  $\gamma$ -Szintillationen — angeregt in Naphthalin-Anthracen-Kristallen durch COMPTON-Elektronen — wird mit  $(0,7 \pm 0,2)\%$  angegeben. Umgerechnet auf Anthracen ergibt sich  $1,7\%$ , ein Wert, der niedriger liegt, als andere in der Literatur angegebene, aber gut mit dem Wert von J. I. HOPKINS (Ber. **31**, 195, 1952) übereinstimmt. Die Ergebnisse werden eingehend theoretisch erörtert. W. Kolb.

**10096 Harry I. West jr. and L. G. Mann.** *A scintillation pair spectrometer.* Rev. sci. Instrum. **25**, 129—135, 1954, Nr. 2. (Febr.) (Stanford, Calif., Univ.) Zur Analyse energiereicher  $\gamma$ -Strahlung eignet sich ein Paarspektrometer, bei dem nur diejenigen Impulse eines NaJ-Kristalles analysiert werden, die in Koinzidenz mit zwei gleichzeitig in zwei weiteren Kristallen nachgewiesenen Vernichtungsquanten auftreten. Ein mit aller Sorgfalt konstruiertes Gerät dieser Art wird beschrieben. Der Untergrund wird durch Impulselektion auch in den Seitenkristallen klein gehalten. Alle wichtigen elektronischen Schaltungen werden mitgeteilt und erläutert. Mayer-Kuckuk.

**10097 Peter Axel.** *Intensity corrections for iodine X-rays escaping from sodium iodide scintillation crystals.* Rev. sci. Instrum. **25**, 391, 1954, Nr. 4. (Apr.) (Urbana, Ill., Univ., Phys. Dep.) Das Intensitätsverhältnis von Photolinie zu „escape peak“ wurde in Abhängigkeit von  $\gamma$ -Energie, Kristalldimension und Zählgeometrie berechnet. Das Ergebnis wird in Formeln und in einer Tabelle mitgeteilt. Mayer-Kuckuk.

**10098 Donald J. Rosenthal and Hal O. Anger.** *Liquid scintillation counting of tritium and  $\text{C}^{14}$  labeled compounds.* Rev. sci. Instrum. **25**, 670—674, 1954, Nr. 7. (Juli.) (Berkeley, Calif., Univ., Donner Lab. Med. Phys., Radiat. Lab.) Es wird ein Szintillationszähler mit flüssigem Leuchtstoff (p-Terphenyl + Diphenylhexatrien in Xylol) zur Bestimmung von  $\text{H}^3$ - und  $\text{C}^{14}$ -Aktivitäten in organischen Verbindungen, die der Zählflüssigkeit zugesetzt werden können, beschrieben. Zur Herabsetzung des Nulleffektes wurde der Vervielfacher auf  $-10^\circ\text{C}$  gekühlt.  $4,3 \cdot 10^{-10}$  Curie  $\text{H}^3$  oder  $1,8 \cdot 10^{-11}$  Curie  $\text{C}^{14}$  können noch gemessen werden. Mayer-Kuckuk.

**10099 G. T. Wright.** *Scintillation response of phosphors at low particle energies.* Phys. Rev. (2) **96**, 569—570, 1954, Nr. 3. (1. Nov.) (Grahamstown, S. Afr., Rhodes Univ., Dep. Phys.) Bei Szintillationszählern sind die Impulshöhenverteilungen für monochromatische Linien nicht genau von GAUSS'scher Form. Unterhalb etwa 100 keV werden sie merklich unsymmetrisch. Das Maximum liegt dann stets unterhalb des Mittelwertes. Diese Verteilungen werden im Zusammenhang mit den publizierten Lichtausbeutekurven für NaJ und Anthracen diskutiert. Mayer-Kuckuk.

**10100 F. S. Eby and W. K. Jentschke.** *Fluorescent response of NaI(Tl) to nuclear radiations.* Phys. Rev. (2) **96**, 911—920, 1954, Nr. 4. (15. Nov.) (Urbana, Ill.,

Univ.) Linearität und Lichtausbeute von NaJ(Tl)-Kristallen wurde für  $\alpha$ -Teilchen Deuteronen und Protonen zwischen 0,5 MeV und 24 MeV für Kristalle von verschiedener Tl-Konzentration untersucht. Bei  $\alpha$ -Teilchen geringer Energie hängt die Impulshöhe nicht linear von der Energie ab. Bei hinreichend hohen Energien wird jedoch Linearität für alle Kristalle erreicht. Keine Abweichungen von der Linearität wurden für Protonen und Deuteronen in Kristallen mit 0,0013 Molbruchteilen Tl beobachtet. Fluoreszenzausbeute, Abklingzeiten und Fluoreszenzspektrum hängen von der Tallium-Konzentration ab. Die Abhängigkeit wurde im einzelnen untersucht.

Mayer-Kuckuk.

**10101 J. C. D. Milton and J. S. Fraser.** *Response of NaI(Tl), KI(Tl) and stilbene to fission fragments.* Phys. Rev. (2) **96**, 1508—1511, 1954, Nr. 6. (15. Dez.) (Ontario, Chalk River, Can., Atomic Energy Can., Chalk River Lab.) Szintillationskristalle aus NaJ und KJ wurden mit Spaltfragmenten beschossen, die aus  $U^{233}$  im langsamen Neutronenstrom erzeugt wurden. Leichte und schwere Spaltprodukte sind im Impulsspektrum als deutlich getrennte Gruppen zu erkennen. Messungen der Impulshöhe als Funktion der Restreichweite ergaben, daß bei Teilchen mit hohem spezifischem Energieverlust die spezifische Fluoreszenz stark ansteigt.

Mayer-Kuckuk.

**10102 J. M. Fowler and C. E. Roos.** *Response of anthracene and stilbene to low-energy protons and X-rays.* Phys. Rev. (2) **98**, 996—999, 1955, Nr. 4. (15. Mai.) (Baltimore, Maryl., Johns Hopkins Univ., Dep. Phys.) Die Szintillationsimpulshöhe von Stilben- und Anthracenkristallen wurde für Protonen von 170 bis 570 keV und für Röntgenstrahlung von 10 bis 40 keV in Abhängigkeit von der Energie untersucht. Für die Röntgenstrahlung ergab sich ein linearer Zusammenhang in Übereinstimmung mit der Theorie von BIRKS; für die Protonen wurde keine Linearität beobachtet.

Mayer-Kuckuk.

**10103 E. J. Zimmerman.** *Response of anthracene to low-energy protons and helium ions.* Phys. Rev. (2) **98**, 1153—1154, 1955, Nr. 4. (15. Mai.) (S. B.) (Univ. Nebraska.) Szintillationskristalle aus Anthracen wurden mit Protonen und Heliumionen zwischen 25 und 375 keV Energie beschossen. Die Impulshöhe hängt in beiden Fällen nicht linear von der Energie ab, doch zeigen die erhaltenen Kurven verschiedenen Krümmungssinn. Das Ergebnis wird kurz diskutiert.

Mayer-Kuckuk.

**10104 R. V. Smith.** *Photomultiplier transit time measurements.* Phys. Rev. (2) **98**, 1170, 1955, Nr. 4. (15. Mai.) (S. B.) (Westinghouse Res. Lab.) Mit dem Licht einer Funkenentladung wurde jeweils gleichzeitig ein Vervielfacher vom Typ 935 und eine kleine Fläche von der Photokathode eines zweiten, des zu untersuchenden Vervielfachers belichtet. Die Zeitdifferenz zwischen den beiden erzeugten Impulsen wurde oszillographisch gemessen. Die Ergebnisse sind für je zwei 5819 und 6342 Vervielfacher unter verschiedenen Betriebsbedingungen kurz mitgeteilt.

Mayer-Kuckuk.

**10105 R. K. Squire, B. J. Moyer and J. E. Osher.** *A Cerenkov counter for electron detection.* Phys. Rev. (2) **96**, 856, 1954, Nr. 3. (1. Nov.) (S. B.) (Berkeley, Calif., Univ., Dep. Phys., Radiat. Lab.) Es wird ein ČERENKOV-Zähler mit Plexiglas-Strahlkörper und zwei Vervielfachern in Koinzidenz beschrieben. Das Gerät ist völlig Neutronen-unempfindlich und zur Zählung von Elektronen zwischen 20 MeV und 300 MeV Energie bestimmt. Zwischen 20 MeV und 80 MeV kann die Elektronenenergie aus der Impulsverteilung abgeleitet werden.

Mayer-Kuckuk.

**10106 Walter H. Barkas and George Hahn.** *Emulsion tables.* Phys. Rev. (2) **96**, 859, 1954, Nr. 3. (1. Nov.) (S. B.) (Berkeley, Calif., Univ., Dep. Phys., Radiat.



Lab.) Es wird eine Datensammlung über Kernemulsionen besprochen, die jede meßbare Eigenschaft der Spuren von geladenen Teilchen in Photoplatten behandelt. Mayer-Kuckuk.

**10107 Carl M. York jr.** *Čerenkov radiation detector for the selection of slow particles.* Phys. Rev. (2) **96**, 1635—1637, 1954, Nr. 6. (15. Dez.) (Pasadena, Calif., Inst. Technol.) In einer Höhe von 1350 m wurden mit einer Nebelkammer mit Magnetfeld 1142 Bilder hergestellt, wobei die Kammer durch eine Zählrohranordnung ausgelöst wurde, zu der ein ČERENKOV-Zähler in Antikoinzidenz geschaltet war, um lediglich langsame Teilchen zu registrieren. Die Kammer enthielt in der Mitte eine 0,5 inch dicke Kupferplatte. Eines der Ereignisse läßt sich am leichtesten verstehen als Einfang eines K<sup>-</sup>-Teilchens in der Kupferplatte mit anschließender Aussendung eines leichten Mesons. Mayer-Kuckuk.

**10108 J. R. Winckler, E. N. Mitchell, K. A. Anderson and L. Peterson.** *Measurement of the Čerenkov radiation from positive and negative pi mesons.* Phys. Rev. (2) **98**, 1441—1445, 1955, Nr. 5. (1. Juni.) (Minneapolis, Minn., Univ.) Das Impulsspektrum, das ČERENKOV-Zähler für monoenergetische magnetisch ausgesonderte Pionen liefert, wurde bis zu Energien von 170 MeV untersucht. Die erhaltenen Impulsverteilungen entsprechen sehr gut den theoretischen Voraussagen. Ein Unterschied zwischen den Spektren für positive und negative Teilchen wurde nicht festgestellt (Meßgenauigkeit 3 %). Mayer-Kuckuk.

**10109 Seymour J. Lindenbaum and Alhud Pevsner.** *A transmission Čerenkov counter.* Rev. sci. Instrum. **25**, 285—286, 1954, Nr. 3. (März.) (Upton, Long Isl., N. Y., Brookhaven Nat. Lab.; New York, N. Y., Columbia Univ.) Zur Verwendung in Zählteleskopen wurde ein ČERENKOV-Zähler mit  $3 \times 3$  inch<sup>2</sup> Stirnfläche und 0,5 inch Dicke hergestellt. Er besteht aus einer Aluminiumküvette zur Aufnahme von Flüssigkeiten von verschiedenem Brechungsindex in die von beiden Seiten her je ein 5819 Vervielfacher taucht. Die Anordnung wurde mit 81 MeV Pionen und verschiedenen Füllflüssigkeiten geprüft. Mayer-Kuckuk.

**10110 B. S. Dshelepov, No Sen Tschan und P. A. Tischkin.** *Neues Verfahren zur Verbesserung der fokussierenden Eigenschaften des Linsenspektrometers.* Bull. Acad. Sci. U.R.S.S. Sér. Phys. (russ.) **20**, 947—950, 1956, Nr. 8. (Aug.) (Orig. russ.) H. Weidemann.

**10111 G. W. Wetherill, G. J. Wasserburg, L. T. Aldrich, G. R. Tilton and R. J. Hayden.** *Decay constants of K<sup>40</sup> as determined by the radiogenic argon content of potassium minerals.* Phys. Rev. (2) **103**, 987—989, 1956, Nr. 4. (15. Aug.) (Washington, D. C., Carnegie Institut, Dep. Terr. Magn.; Chicago, Ill., Univ., Enrico Fermi Inst. Nucl. Stud.; Lemont, Ill., Argonne Nat. Lab.) Es wird gezeigt, daß das Kalium-Argon-Alter junger Minerale nahezu linear von der Zerfallskonstanten für Elektroneneinfang von K<sup>40</sup>  $\lambda_e$  abhängt, während die Zerfallskonstante für den  $\beta$ -Zerfall von K<sup>40</sup>  $\lambda_\beta$  die Altersbestimmung nur wenig beeinflußt. Auf Grund dieser Tatsache wird  $\lambda_e$  aus dem A<sup>40</sup>/K<sup>40</sup>-Verhältnis junger Glimmerproben durch Vergleich mit dem Uran-Blei-Alter gleichzeitig entstandener Uran-Minerale (Uraninit) zu  $(0,557 \pm 0,026) \cdot 10^{-10} \text{ a}^{-1}$  bestimmt. Vergleiche mit älteren Glimmer-Proben zeigen, daß befriedigende Übereinstimmung mit Uraninit-Altern erzielt werden, wenn für die Zerfallskonstante  $\lambda_\beta$  ein Wert von  $(0,472 \pm 0,05) \cdot 10^{-9} \text{ a}^{-1}$  in Rechnung gestellt wird. Dieser Wert ist auch mit Ergebnissen direkter Zählungen in Einklang. R. Bock.

**10112 L. T. Aldrich, G. W. Wetherill, G. R. Tilton and G. L. Davis.** *Half-life of Rb<sup>87</sup>.* Phys. Rev. (2) **103**, 1045—1047, 1956, Nr. 4. (15. Aug.) (Washington, D. C., Carnegie Institut., Dep. Terrestr. Magn.; Geophys. Lab.) Ein Vergleich des

Rb<sup>87</sup>/Sr<sup>87</sup>-Verhältnisses, das bei acht Rubidium-Mineralen mit verschiedenem Rubidium-Gehalt in der gleichen Gesteinsschicht gefunden wurde, ergab den konstanten Wert von etwa 0,020. Dieses Verhältnis wurde außerdem für Rubidium-Mineralen aus verschiedenen Gesteinsschichten, deren Alter nach der Uran-Blei-Methode bestimmt wurde und zwischen  $375 \cdot 10^6$  bis  $2700 \cdot 10^6$  a lag, bestimmt. Aus diesen Meßwerten wurde die Halbwertszeit von Rb<sup>87</sup> zu  $(5,0 \pm 0,2) \cdot 10^{10}$  a berechnet. Dieser Wert liegt in derselben Größenordnung wie der durch direkte  $\beta$ -Zählung gefundene.

R. Bock.

**10113 G. Puppi.** *Prolusione. Il contributo delle macchine acceleratrici alla fisica delle particelle elementari.* Suppl. Nuovo Cim. (10) **2**, 8—16, 1955, Nr. 1.

H. Ebert.

**10114 D. Greenhalgh and P. M. Jeffery.** *A trap-current controlled emission regulator for a mass spectrometer ion-source.* J. sci. Instrum. **32**, 36—37, 1955, Nr. 1. (Jan.) (Univ. West. Austr., Phys. Dep.) Bei der beschriebenen Methode zur Stabilisierung des Elektronenauffängerstromes einer Ionenquelle (Schaltskizze ist angegeben) liegt der durch diesen an einem regelbaren Widerstand erzeugte Spannungsabfall zwischen Gitter und Kathode einer Verstärkerröhre, durch die wiederum die Gitter von zwei im Gegentakt arbeitenden Endtrioden gesteuert werden. Im Anodenkreis dieser beiden Röhren liegt die Sekundärwicklung eines Übertragers T. Die Primärseite von T und die Primärwicklung der Kathodenheizung der Ionenquelle sind parallel geschaltet und liegen über einen veränderlichen Vorwiderstand an der primären Stromversorgung. Eine Zunahme des Auffängerstromes bewirkt so eine Vergrößerung des Stromes in T und daher, wegen des Vorwiderstandes, eine Verminderung der Spannung am Heiztransformator und umgekehrt. Die dadurch erreichte Konstanz des Auffängerstromes ist befriedigend, sein gewünschter Wert kann durch die regelbaren Widerstände eingestellt werden

R. Fuchs.

**10115 T. G. Plekavance.** *Proton linear accelerators for nuclear research, and the A. E. R. E. 600 MeV project.* Suppl. Nuovo Cim. (10) **2**, 403—412, 1955, Nr. 1.

**10116 G. Salvini.** *The Italian design of a 1000 MeV electronsynchrotron: a comparison between the strong and the weak focusing.* Suppl. Nuovo Cim. (10) **2**, 442—448, 1955, Nr. 1.

H. Ebert.

**10117 D. H. Tomboulia and P. L. Hartman.** *Spectral and angular distribution of ultraviolet radiation from the 300-Mev Cornell synchrotron.* Phys. Rev. (2) **102**, 1423—1447, 1956, Nr. 6. (15. Juni.) (Ithaca, N. Y., Cornell Univ., Dep. Phys.) Die spektralen Eigenschaften der UV-Strahlung, die von zentripetal beschleunigten, hochenergetischen Elektronen emittiert wird, wurden für verschiedene Elektronenenergien über einen großen Wellenlängenbereich (hauptsächlich zwischen 60 und 450 Å) untersucht. Im Bereich der weichen RÖNTGEN-Strahlung mit dem sich der größere Teil der umfangreichen Untersuchung befaßt, wurde das Spektrum, das während eines teilweisen oder vollständigen Beschleunigungszyklus (233 bzw. 321 MeV) emittiert wird, mit einem Vakuumspektrograph für streifenden Einfall analysiert. Die Strahlung wurde photographisch registriert und photometrisch ausgewertet. Bei der Auswertung mußten eine Reihe instrumenteller Einflüsse (Dispersion, Transmission, spektrale Empfindlichkeit u. a.), sowie Eigenschaften der Quelle (räumliche Ausdehnung, Oszillationen u. a.) berücksichtigt werden. Die Ergebnisse über die spektrale Verteilung sind in guter Übereinstimmung mit den Voraussagen der klassischen Strahlungstheorie für beschleunigte Elektronen. Die Winkelverteilung wurde für mehrere Wellenlängen für den 321 MeV-Bestrahlungszyklus untersucht. Bei Annahme eines geeigneten Modells für die Quelle, das den speziellen geometrischen Verhältnissen Rechnung

trägt, läßt sich die beobachtete Winkelverteilung auf Grund der theoretischen Winkelverteilung für eine Punktquelle verstehen. — Es wird darauf hingewiesen, daß eine solche kontinuierliche Strahlung eine geeignete Quelle für Absorptionsmessungen im fernen UV darstellt. Absorptionsspektren an metallischem Beryllium und Aluminium zeigen, daß die Be-K- und die Al-L<sub>2,3</sub>-Diskontinuitäten bei 111 Å und 170 Å in zwei Ordnungen deutlich sichtbar sind. Außerdem dürfte die Quelle zur Eichung von Nachweisgeräten in der UV-Region als Standard geeignet sein.

R. Bock.

10118 T. G. Pickavance. *Synchrocyclotrons, and the CERN 600 MeV machine.* Suppl. Nuovo Cim. (10) 2, 413—422, 1955, Nr. 1.

10119 H. Bruck et R. Lévy-Mandel. *Sur le projet du synchrotron à protons de Saclay.* Suppl. Nuovo Cim. (10) 2, 423—441, 1955, Nr. 1.

10120 E. Persico. *A theory of the capture in a high energy injected synchrotron.* Suppl. Nuovo Cim. (10) 2, 459—469, 1955, Nr. 1.

H. Ebert.

10121 Alfred J. Poté. *Radio frequency for a synchrocyclotron.* Electronics 24, 100 bis 105, 1951, Nr. 11. (Nov.) (Cambridge, Mass., Harvard Univ., Nucl. Lab.)

G. Schumann.

10122 J. B. Adams. *The alternating gradient proton synchrotron.* Suppl. Nuovo Cim. (10) 2, 355—374, 1955, Nr. 1.

10123 A. Citron and M. G. N. Hine. *Experimental facilities of the CERN proton synchrotron.* Suppl. Nuovo Cim. (10) 2, 375—391, 1955, Nr. 1.

10124 G. Lüders. *Theory of particle orbits in the alternating gradient synchrotron.* Suppl. Nuovo Cim. (10) 2, 392—402, 1955, Nr. 1.

H. Ebert.

10125 J. R. Lamarsh and S. S. Rideout. *Reactor two-group equations on the UNIVAC punch-card computer.* Nucleonics 14, 1956, Nr. 8, (Aug.) S. 100—101. (Upton, N. Y., Brookhaven Nat. Lab.) Die Berechnung der kritischen Größe und Masse wird vereinfacht, wenn bei der Untersuchung des Neutronenflusses nur zwei Gruppen mit diskreten Energien unterschieden werden. Die verbleibenden beiden Differentialgleichungen sowie das transzendente Eigenwertproblem können dann auch mit relativ einfachen, kartenprogrammierten Rechenmaschinen bearbeitet werden.

V. Weidemann.

10126 W. H. Zinn, H. Lichtenberger, M. Novick, G. K. Whitham, C. J. B. Zitek, J. G. Feldes, V. C. Hall jr. and R. O. Haroldsen. *Operational experience with the Borax power plant.* Nuclear Sci. Engng. 1, 420—437, 1956, Nr. 5. (Okt.) (Lemont, Ill., Argonne Nat. Lab.)

10127 W. H. L. Porter. *Nuclear power for aircraft.* Atomics 3, 7—14, 34, 1957, Nr. 1. (Jan.)

V. Weidemann.

10128 E. Fermi. *Lectures on pions and nucleons.* Suppl. Nuovo Cim. (10) 2, 17—95, 1955, Nr. 1.

10129 B. Rossi. *Lectures on fundamental particles.* Suppl. Nuovo Cim. (10) 2, 163—226, 1955, Nr. 1.

H. Ebert.

10130 J. K. Basson. *Direct quantitative observation of the three-photon annihilation of a positron-negatron pair.* Phys. Rev. (2) 96, 691—696, 1954, Nr. 3. (1. Nov.) (Pretoria, S. Afr., Counc. Sci. Ind. Res., Nat. Phys. Lab.) Mit Na<sup>22</sup> als Quelle und drei NaJ-Szintillationszählern in Koinzidenz wurde das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von Zwei- zu Drei-Photonenzerstrahlung zu  $402 \pm 50$  gemessen, in Übereinstimmung mit der Theorie von ORE und POWELL (Ber. 29,



1557, 1950) und in Widerspruch zu den Theorien von LIFSCHITZ (Doklady Akad. Nauk UdSSR. **60**, 207, 1948) und von IVANENKO und SOKOLOV (ebenda **61**, 51, 1948).

Mayer-Kuckuk.

**10131 Harry I. West jr.** *Low-energy pair production cross sections in scintillators.* Phys. Rev. (2) **96**, 835—836, 1954, Nr. 3. (1. Nov.) (S. B.) (Stanford Univ.) Mit einem Dreikristall-Szintillations-Paarspektrometer wurden die Wirkungsquerschnitte für Paarbildung in NaJ und Anthracen untersucht. Die untersuchte Substanz diente als Mittelkristall des Spektrometers. Mit  $\gamma$ -Strahlung von  $\text{Co}^{60}$  und  $\text{Na}^{24}$  wurden folgende Ergebnisse erhalten: für Kohlenstoff (im Anthracen) bei 1,33 MeV  $\sigma_p = 6,16 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2$  und bei 1,17 MeV  $\sigma_p = 5,97 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2$ ; für Jod bei 2,76 MeV, 1,33 MeV und 1,17 MeV beziehentlich  $\sigma_p = 18,7$ ; 6,16 und  $4,68 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2$ .

Mayer-Kuckuk.

**10132 Robert Stump and Harry E. Talley.** *Lifetime of positrons in superconducting lead and tin.* Phys. Rev. (2) **96**, 904—907, 1954, Nr. 4. (15. Nov.) (Lawrence, Kans., Univ., Dep. Phys.) Mit einer Anordnung zur Messung verzögerter Koinzidenzen wurde die Lebensdauer von Positronen in supraleitendem Blei und Zinn bestimmt. Für Blei wurde  $(0,57 \pm 0,07) \cdot 10^{-9} \text{ s}$  gefunden, während sich bei Zinn der gleiche Wert wie bei Zimmertemperatur ergab. Das Ergebnis zeigt, daß die Änderung der Lebensdauer in Blei bei tiefer Temperatur ein mit der Supraleitung verknüpft Phänomen ist.

Mayer-Kuckuk.

**10133 Suraj N. Gupta.** *Multiple photon production in electron-positron annihilation.* Phys. Rev. (2) **96**, 1453, 1954, Nr. 5. (1. Dez.) (Lafayette, Ind., Purdue Univ., Dep. Phys.) Es wird anhand theoretischer Abschätzungen gezeigt, daß im extrem relativistischen Fall bei der Zerstrahlung eines Elektron-Positron-Paares Vielfacherzeugung von Quanten kein vernachlässigbarer Prozeß ist. In diesem Zusammenhang wird ein von SCHEIN (Phys. Rev. **95**, 855, 1954) beobachteter Schauer von mehr als 20 Photonen ohne geladenes Teilchen diskutiert.

Mayer-Kuckuk.

**10134 Vernon W. Hughes.** *Experimental limit for the electron-proton charge difference.* Phys. Rev. (2) **105**, 170—172, 1957, Nr. 1. (1. Jan.) (New Haven, Conn., Yale Univ.) Aus Ablenkungsversuchen eines CsJ-Molekülstrahls in einem homogenen elektrischen Feld konnte die obere Grenze für die Ladung des CsJ-Moleküls zu  $1,7 \cdot 10^{22} \text{ el. stat. Einheiten}$  oder dem  $4 \cdot 10^{-13}$ -fachen der Elektronenladung bestimmt werden. Nach diesem Ergebnis ist die Ladungsdifferenz zwischen Proton und Elektron kleiner als das  $3 \cdot 10^{-15}$ -fache der Elektronenladung, bzw. die Neutronenladung müßte kleiner als das  $2 \cdot 10^{-15}$ -fache der Elektronenladung sein. Vf. schätzt ab, daß unter optimalen experimentellen Bedingungen mit dieser Methode eine Differenz zwischen Protonen- und Elektronenladung nachgewiesen werden könnte, die nur das  $10^{-21}$ -fache der Elektronenladung beträgt.

Andresen.

**10135 S. DeBenedetti.** *New atoms. (Positronium and mesonic atoms.)* Suppl. Nuovo Cim. (10) **4**, 1209—1270, 1956, Nr. 3. (Pittsburgh, Penn., Carnegie Inst. Technol.) Die Methoden zur Bestimmung der Eigenschaften dieser Atome werden zusammenfassend dargestellt und mit ihren Ergebnissen ausführlich erläutert.

Thurn.

**10136 M. Ceccarelli.** *Results on heavy mesons.* Suppl. Nuovo Cim. (10) **2**, 227—230, 1955, Nr. 1.

**10137 E. Amaldi.** *On the measurement of the mean life time of strange particles.* Suppl. Nuovo Cim. (10) **2**, 253—262, 1955, Nr. 1.

**10138 R. Levi Setti.** *Unstable fragments.* Suppl. Nuovo Cim. (10) **2**, 263—274, 1955, Nr. 1.

H. Ebert.

**10139 M. Ceccarelli, N. Dallaporta, M. Grilli, M. Merlin, G. Salandin, B. Sechi and M. Ladu.** *Un stable fragment produced on the nuclear capture of a hyperon.* Nuovo Cim. (10) **2**, 542—549, 1955, Nr. 3. (1. Sept.) (Padova, Univ., Ist. Naz. Fis. Nucl.; Milano, Univ., Ist. Naz. Fis. Nucl.) Im G-Stack fand sich folgendes Ereignis: Ein langsames, einfach geladenes Teilchen, dessen Masse größer als die Protonenmasse ist, wird aus einem Stern vom Typ 23 + Op emittiert. Es kommt nach 2,75 mm zur Ruhe und löst ein stark ionisierendes Teilchen aus. Weitere Reaktionsprodukte sind nicht erkennbar. Das schwere Teilchen kommt nach  $46 \mu$  zur Ruhe und zerfällt in ein Proton von 110 MeV und ein einfach geladenes Teilchen mit einer Reichweite von  $300 \mu$ , das entweder ein Proton oder ein Deuteron sein kann. Das Ereignis läßt sich als Einfang eines  $\Sigma^-$  interpretieren, wobei das entstehende  $\Lambda^0$  im Kern gebunden bleibt. Abschließend wird diskutiert, ob sich unter den bisher bekannten Hyperoneneinfängen einige in gleicher Weise interpretieren lassen. Faissner.

**10140 M. M. Block, E. M. Harth, M. E. Blevins and G. G. Slaughter.** *Observation of electron secondaries from  $V^0$  decays.* Nuovo Cim. (10) **4**, 46—50, 1956, Nr. 1. (1. Juli.) (Durham, N. Carol., Duke Univ., Dep. Phys.) Es wurden drei  $V^0$ -Teilchen gefunden, bei denen jeweils ein Elektron (oder Positron) unter den Sesundärteilchen auftrat. Bei der Untersuchung wurde eine wasserstoffgefüllte, bei einem Druck von 20 at arbeitende Diffusionsnebelkammer verwendet, die sich in einem 10500-Gauß-Magnetfeld befand und mit dem 1,9 GeV  $\pi^-$ -Strahl des Brookhaven-Kosmotrons beschossen wurde. Die experimentellen Daten lassen auf das Zerfallsschema  $K_{e3}^0 \rightarrow \pi^\pm + e^\mp + \nu$  schließen. K. Mayer.

**10141 W. A. Cooper, H. Filthuth, J. A. Newth and R. A. Salmeron.** *Further measurements on charged V-events.* Nuovo Cim. (10) **4**, 390—409, 1956, Nr. 2. (1. Aug.) (Geneva, CERN.) In der auf dem Jungfrauoch betriebenen Nebelkammer mit Magnetfeld fanden sich bisher 150 Zerfälle geladener V-Teilchen. In 20 Fällen war der Impuls des  $V^\pm$ -Teilchens kleiner als 350 MeV/c, so daß die Massen aus der Ionisierungsdichte abgeschätzt werden konnten. Sie sind ausnahmslos mit einer einheitlichen Masse um  $1000 m_e$  verträglich. Fast alle Sekundärteilchen konnten L-Mesonen sein. Drei waren mit großer Wahrscheinlichkeit Elektronen. Einer der Zerfälle ist wahrscheinlich als  $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$  zu interpretieren. Außerdem fanden sich zehn  $\tau$ -Mesonen, von denen eines negativ geladen war. Der Impuls des Sekundärteilchens im Schwerpunktsystem war bei 20% der K-Teilchen wesentlich kleiner als 200 MeV/c. Die relativen Häufigkeiten der identifizierten K-Zerfälle stimmten mit den Photoplatten-Ergebnissen gut überein. Die mittlere Lebensdauer der  $V^\pm$  wurde mit Hilfe des statistischen Verfahrens von BARTLETT abgeschätzt. Ein großer Teil der  $V^\pm$  hat eine Lebensdauer über  $2 \cdot 10^{-9}$  s. Bei den langsamen V-Teilchen ( $p < 600$  MeV/c) zeigte sich ein positiver Überschuß von ca. 3,4:1. Dagegen wurden bei Impulsen über 1 GeV/c ungefähr gleich viel negative wie positive V-Teilchen gefunden. Dieses Verhalten wird auf die Energieabhängigkeit der möglichen Erzeugungsprozesse zurückgeführt. Faissner.

**10142 W. A. Cooper, H. Filthuth, J. A. Newth, G. Petrucci, R. A. Salmeron and A. Zichichi.** *A probable example of the production and decay of a neutral tau-meson.* Nuovo Cim. (10) **4**, 1433—1444, 1956, Nr. 6. (1. Dez.) (Geneva, C. E. R. N.) In der auf dem Jungfrauoch betriebenen Nebelkammer fand sich ein Ereignis, bei dem vier Strahlen von einem Punkt des Gasraums ausgehen. Vff. zeigen, daß es sich am besten als Zerfall eines neutralen  $\tau$ -Mesons in zwei geladene und ein neutrales Pion interpretieren läßt, wobei das  $\pi^0$  unmittelbar danach in ein Photon und ein Elektronenpaar zerfällt. Das  $\tau^0$  wird von der phänomenologischen Theorie von GELL-MANN u. a. gefordert; es war jedoch bisher nicht mit Sicherheit nachgewiesen worden. Vff. diskutieren mehrere andere Interpretationen des

Ereignisses und zeigen, daß sie unwahrscheinlich sind. Am ehesten wäre es noch möglich, daß es sich bei dem beobachteten neutralen, instabilen Teilchen um ein  $\Theta^0$  handelt, das in zwei geladene Pionen und ein Photon zerfällt, wobei sich das letztere sofort in ein Elektronenpaar konvertiert. Aber das würde einen Impuls des neutralen Teilchens von 1400 MeV/c bedingen, der mit den Messungen an der Erzeugungsreaktion schwer zu vereinbaren ist. Diese wurde von einem geladenen Teilchen (Impuls  $\approx 1$  GeV/c) in einer Kohleplatte der Kammer ausgelöst, wobei außer dem  $\tau^0$  nur noch ein Proton frei wurde. Wahrscheinlich handelte es sich um einen Ladungsaustausch eines  $K^+$ . Die Laufzeit des  $\tau^0$  war  $3 \cdot 10^{-10}$  s. Faissner.

**10143 Osamu Hara and Yasunori Fujii.** *A conjecture on the possible existence of new hyperons.* Progr. theor. Phys., Kyoto **16**, 150—152, 1956, Nr. 2. (Aug.) (Nagoya, Univ., Inst. Theor. Phys.) Aus einer Erweiterung des Isotopenspinbegriffes unter Einführung neuer Quantenzahlen gewinnen die Autoren ein Niveauschema schwerer Hyperonen. Ein Teil der metastabilen Niveaus des Schemas kann mit bekannten Hyperonen identifiziert werden. Massen, Ladung, Erzeugungs- und Zerfallsschemata der nach dem Modell zu erwartenden Hyperonen sind angegeben. H. D. Schulz.

**10144 George A. Snow.** *Charge conjugation and the  $\tau^0$  meson.* Phys. Rev. (2) **103**, 1111—1115, 1956, Nr. 4. (15. Aug.) (Washington, D. C., Nucleon. Div. Nav. Res. Lab.) GELL-MANN und PAIS (Ber. **35**, 939, 1956) haben die Invarianz unter Ladungskonjugation für den Zerfall des  $\Theta^0$  gefordert und daraus abgeleitet, daß es sich bei dem  $\Theta^0$  um ein Gemisch aus zwei Teilchen  $\Theta_1^0$  und  $\Theta_2^0$  handelt, die verschiedene Zerfallsmöglichkeiten und Lebensdauern haben. Vf. diskutiert unter dem gleichen Gesichtspunkt den Zerfall des  $\tau^0$  in drei Pionen und erhält ganz analoge Ergebnisse. Wenn es sich bei dem  $\tau^0$  um ein pseudoskalaras Teilchen handelt, dann unterscheiden sich die beiden Lebensdauern um über zwei Größenanordnungen. Faissner.

**10145 K. M. Case.** *Pais-Piccioni experiment.* Phys. Rev. (2) **103**, 1449—1453, 1956, Nr. 5. (1. Sept.) (Ann Arbor, Mich., Univ., H. M. Randall Lab. Phys.) Nach einem Vorschlag von PAIS und PICCIONI (Ber. **35**, 1998, 1956) läßt sich die Hypothese, daß das  $\Theta^0$ -Teilchen aus einem Teilchengemisch besteht, auf folgende Weise prüfen:  $\Theta^0$ -Teilchen werden innerhalb einer Nebelkammer in einer Bleiplatte A erzeugt. Die kurzlebige Komponente  $\Theta_1^0$  zerfällt unmittelbar hinter A; in einiger Entfernung enthält der  $\Theta^0$ -Strahl fast nur noch die langlebigen  $\Theta_2^0$ . Bringt man dort eine zweite Bleiplatte B an, so wird aus der Komponente  $\Theta_2^0$  der Anteil von  $\Theta^0$  herausabsorbiert, während  $\Theta^0$  fast ungeschwächt durchgeht. Die kurzlebige Komponente  $\Theta_1^0$  erscheint deshalb hinter der Platte B aufs neue. Vf. berechnet ausführlich die für verschiedene Wahl der eingehenden Größen (Lebensdauer des  $\Theta_1^0$ , Wechselwirkungsquerschnitt des  $\Theta^0$ , Massendifferenz von  $\Theta_1^0$  und  $\Theta_2^0$ ) zu erwartenden Intensitätsverhältnisse. Er kommt zu dem Schluß, daß das Experiment wesentlich schwieriger sein dürfte als es PAIS und PICCIONI angenommen hatten. Die Verwendung einer Xenon-Bläschenkammer würde gegenüber der Zweiplatten-Nebelkammer experimentelle Vorteile bringen. Nur für ganz spezielle Werte der oben aufgeführten Parameter ergäben sich sehr große Effekte. Faissner.

**10146 M. Koshiba.** *The application of charge independence to the nuclear capture of negative K-mesons.* Nuovo Cim. (10) **4**, 357—368, 1956, Nr. 2. (1. Aug.) (Chicago, Ill., Univ., Dep. Phys.) Die aus der Annahme der Ladungsunabhängigkeit für



den K<sup>-</sup>-Einfang folgenden Resultate werden mit den experimentellen Daten verglichen. Die vorliegenden Messungen über das Häufigkeitsverhältnis der emittierten  $\Sigma^-$  und  $\Sigma^+$ , sowie der  $\pi^-$  und  $\pi^+$ , sprechen für ein starkes Überwiegen des T = 1-Zustandes im Primärprozeß  $K + N \rightarrow Y + \pi$ . Aus dem  $\pi^-/\pi^+$ -Verhältnis läßt sich ein Verzweungsverhältnis für  $\Sigma^-$ - bzw.  $\Lambda^0$ -Emission ableiten, das von den durch sekundäre Wechselwirkung hereingebrachten Unsicherheiten ziemlich frei ist.

Faissner.

10147 J. M. Blatt and S. T. Butler. *Some comments on K<sup>-</sup>-interactions at rest.* Nuovo Cim. (10) 3, 409—422, 1956, Nr. 2. (1. Febr.) (Sydney, Univ., School Phys.) Neuere Experimente zeigen, daß die Energie der beim K<sup>-</sup>-Einfang emittierten  $\pi$ -Mesonen höchstens 120 MeV beträgt. Ein Teil der bei der Fundamentalkreaktion  $K^- + N \rightarrow Y + \pi$  verfügbaren Energie muß daher immer von anderen Nukleonen übernommen werden. Vff. kommen nach einer eingehenden Diskussion der Einfangprozesse zu dem Schluß, daß die obige Umwandlungsreaktion fast ausschließlich im Inneren des Kernvolumens vor sich geht, während die K<sup>-</sup>-Nukleon-Wechselwirkung mit einem Randnukleon nur zu einer Streuung des K<sup>-</sup> führt. Da nach den vorliegenden Experimenten die bei der K-Umwandlung entstehenden Hyperonen (meist  $\Lambda^0$ ) den Kern wieder verlassen, folgt aus obiger Hypothese, daß die mittlere freie Weglänge des  $\Lambda^0$  zumindest mit dem Kernradius vergleichbar ist. Damit kann außer der schon durch andere Tatsachen ausgeschlossenen starken  $\Lambda^0$ -Nukleon-Anziehung zwischen diesen beiden Teilchen auch eine starke abstoßende Wechselwirkung nicht bestehen. Abschließend diskutieren Vff. die Konsequenzen, die sich aus der Existenz eines Hyper-Deuterons ergäben und schlagen einen Versuch vor, der einen schärferen Test für die Erhaltung der Strangeness darstellt als es der bloße Nachweis assoziierter Erzeugung ist.

Faissner.

10148 A. Bonetti. *On the identification of charged hyperons and the establishment of their decay schemes in nuclear emulsions.* Suppl. Nuovo Cim. (10) 2, 227—230, 1955, Nr. 1.

H. Ebert.

10149 R. Motley and V. Fitch. *Lifetime of the  $\tau^+$  meson.* Phys. Rev. (2) 105, 265 bis 266, 1957, Nr. 1. (1. Jan.) (Princeton, N. J., Univ., Palmer Phys. Lab.) Die Messungen der K<sup>+</sup>-Mesonenlebensdauer mit Hilfe der Zählertechnik wurden erweitert um das  $\tau^+$ - oder K <sub>$\pi$</sub> <sup>+</sup>-Meson zu erfassen. Die Auswertung der Ergebnisse liefert eine mittlere Lebensdauer von  $(11,7^{+0,8}_{-0,7}) \cdot 10^{-9}$  s. Die früher ermittelte Lebensdauer des K <sub>$\pi$</sub> <sup>+</sup> ist  $(12,1^{+1,1}_{-1,0}) \cdot 10^{-9}$  s. Mit einer Zuverlässigkeit von 95% ist der Unterschied in den Lebensdauern der beiden Teilchen kleiner als 20% ihres arithmetischen Mittelwertes.

Thurn.

10150 M. S. Sinha and S. N. Sengupta. *Evidence for a heavy neutral K-particle and its cascade decay.* Nuovo Cim. (10) 5, 1153—1158, 1957, Nr. 5. (1. Mai.) (Calcutta, Bose Inst.) Auf 2300 m Höhe wurden mittels einer Nebelkammer, die Pb- und Cu-Platten enthielt, zwei anomale V<sup>0</sup>-Zerfälle beobachtet. Eines der Sekundärteilchen war jeweils schwerer als ein Pion und zerfiel am Ende der Reichweite in ein wenig ionisierendes Teilchen. Unter der Annahme, daß es sich bei den beiden Sekundärteilchen um ein K-Meson und ein Pion handelt, ergibt sich ein Q-Wert von etwa 100 MeV. Die Momente sind tabelliert. Vff. nehmen daher den Zerfall eines Hyperons mit etwa 1270 m<sub>0</sub> nach  $\lambda^0 \rightarrow K^+ + \pi^- + 10$  MeV an und fassen das  $\lambda^0$  als gebundenen angeregten Zustand eines gewöhnlichen K-Mesons mit einem Pion auf.

M. Wiedemann.

10151 C. Dilworth and B. Rossi. *Comparison of results on K-particles disintegrating at rest in cloud chambers and photoemulsions.* Suppl. Nuovo Cim. (10) 2, 239—246, 1955, Nr. 1.

H. Ebert.

**10152 N. Dallaporta.** *Statistical evidence concerning the  $\chi$ -meson decay.* Suppl. Nuovo Cim. (10) 2, 247—248, 1955, Nr. 1.

**10153 A. Debenedetti, C. M. Garelli, L. Tallone and M. Vigone.** *Two examples of a star emitting two heavy unstable particles.* Suppl. Nuovo Cim. (10) 2, 249—252, 1955, Nr. 1.

**10154 M. Beneventano, G. Bernardini e G. Stoppini.** *Determinazione del rapporto  $\pi^-/\pi^+$  dei fotomesoni prodotti in  $D_s$  vicino alla soglia.* Suppl. Nuovo Cim. (9) 12, 116—117, 1954, Nr. 1. (S. B.) (Rom.) H. Ebert

**10155 M. Beneventano, G. Bernardini, D. Carlson-Lee, G. Stoppini and L. Tau.** *Differential cross-sections for photoproduction of positive pions in hydrogen.* Nuovo Cim. (10) 4, 323—336, 1956, Nr. 2. (1. Aug.) (Rom, Univ., Ist. Naz. Fis. Nucl.; Urbana, Univ. Ill., Phys. Dep.; Rom. Univ., Ist. Naz. Fis. Nucl.) Es wurde der Wirkungsquerschnitt  $\sigma(E_\gamma, \Theta)$  für die Reaktion  $p + \gamma \rightarrow n + \pi^+$  in der Umgebung der Schwelle bei vier Winkeleinstellungen gemessen. Dazu wurde ein Target aus flüssigem Wasserstoff mit der Bremsstrahlung eines 300 MeV-Betatrons bestrahlt. Der  $\pi$ -Mesonennachweis wurde mit einer Kernemulsion-Schichten-Technik durchgeführt. Die experimentellen Resultate ergeben zusammen mit älteren Daten eine ziemlich vollständige und genaue Beschreibung von  $\sigma(E_\gamma, \Theta)$  im Winkelbereich  $30^\circ \leq \Theta \leq 180^\circ$  und dem Energiebereich  $170 \leq E_\gamma \leq 270$  MeV. Setzt man  $\sigma(E_\gamma, \Theta) = W(a_0 + a_1 \cos \Theta + a_2 \cos^2 \Theta)$ , so folgt aus den experimentellen Daten, daß  $a_0$  konstant ist bis  $E_\gamma = 260$  MeV und daß die drei  $a_i$ -Koeffizienten eine sehr kleine P-Amplitude mit Umlappen des Spins liefern. Die Annahme, daß die S-Amplitude hauptsächlich von der Eichinvarianzforderung herrührt, steht im Widerspruch zu den experimentellen Daten. Auf Grund des Theorems von KROLL und RUDERMAN kann dieser Widerspruch gelöst werden, wenn man zuläßt, daß ziemlich große Nukleonentrückstöße auftreten. Die Möglichkeit solcher Rückstöße wird diskutiert. K. Mayer.

**10156 L. N. Cooper.**  *$\mu$ -mesonic atoms.* Suppl. Nuovo Cim. (10) 4, 1271—1277, 1956, Nr. 3. (Princeton, N. J., Inst. Advanc. Study.) Bei den  $\mu$ -Meson-Atomen ist die  $2P_{1/2} - 1S_{3/2}$ -Übergangsenergie sehr groß. Die Möglichkeiten zur Erklärung dieses großen Energiewertes werden diskutiert. Es wird geschlossen, daß man entweder eine anomale Wechselwirkung zwischen  $\mu$ -Meson und Kern annehmen oder die Kernladung dichter ansetzen muß als bisher. Thurn.

**10157 R. B. Curtis.** *Meson production by electrons.* Phys. Rev. (2) 104, 211—217, 1956, Nr. 1. (1. Okt.) (Urbana, Ill., Univ.) Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Mesonenzeugung durch Elektronen in Wasserstoff wird in erster Ordnung der Feinstrukturkonstanten in Abhängigkeit der Energie und des Winkels der Mesonen berechnet. Die Übergangswahrscheinlichkeit wird in einen Term proportional dem differentiellen Photomesonen-Wirkungsquerschnitt und in einen Term, der die restlichen Korrekturen enthält, aufgespalten. Ersterer Term wird nach der verallgemeinerten WILLIAMS-WEIZSÄCKER-Methode berechnet und zeigt den experimentellen Verlauf, während der zweite Term nach der CHEW-LOW-Theorie berechnet wurde und etwa 5% zum Wirkungsquerschnitt beiträgt. Die numerischen Werte wurden mit einer elektronischen Rechenmaschine für sieben Elektronenenergien zwischen 350—560 MeV und Mesonenwinkeln von  $45^\circ, 90^\circ, 180^\circ$  im Laborsystem berechnet. Petzold.

**10158 Edwin K. Gatchell.** *Charged-pion production in lithium* Phys. Rev. (2) 105, 713—717, 1957, Nr. 2. (15. Jan.) (Rochester, N. Y., Univ. Dep. Phys.) Die absoluten Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung von geladenen  $\pi$ -Mesonen durch Protonen von 242 MeV wurden an  $\text{Li}^7$  und  $\text{Li}^7$  gemessen. An den unter

90° zum Protonenstrahl emittierten  $\pi$ -Mesonen wurden Messungen bei  $\pi$ -Mesonenenergien von 40 und 52 MeV im Laborsystem durchgeführt. Für  $\text{Li}^6$  ergab sich ein höheres  $\pi^+/\pi^-$ -Verhältnis als für  $\text{Li}^7$ . Diese Beobachtung läßt sich qualitativ durch das PAULI-Prinzip erklären. Thurn.

**10159 G. B. Yodh and W. K. H. Panofsky.** *Pion production by inelastic scattering of electrons in hydrogen.* Phys. Rev. (2) **105**, 731—734, 1957, Nr. 2. (15. Jan.) (Stanford, Calif., Univ., Dep. Phys., High-Energy Phys. Lab.) Die Messungen zur Bestimmung des Verhältnisses der Erzeugungszahl von einzelnen  $\pi$ -Mesonen in Wasserstoff durch Elektronen zu der gleichen Zahl von Photonen wurden fortgesetzt. Bei einer Einfallsenergie der Elektronen von 600 MeV wurden  $\pi$ -Mesonen mit den Energien 60, 147 und 170 MeV unter 75° und mit 70 MeV unter 135° zum Strahl nachgewiesen. Die Resultate stimmen gut mit der Theorie überein. Thurn.

**10160 W. A. Wallenmeyer.** *Meson production in n-p collisions at cosmotron energies.* Phys. Rev. (2) **105**, 1058—1067, 1957, Nr. 3. (1. Febr.) (Upton, N. Y., Brookhaven Nat. Lab.; West Lafayette, Ind., Purdue Univ.) Beim Beschuß von Wasserstoff in einer Diffusionskammer mit Neutronen von 1,5 GeV wurden 182 analysierbare Ereignisse mit drei Spuren beobachtet. Sie entstanden bei den Reaktionen  $n + p \rightarrow p + p + \pi^-$ ,  $\rightarrow p + p + \pi^- + \pi^0$  und  $\rightarrow p + n + \pi^+ + \pi^-$  mit den Häufigkeitsverhältnissen  $(53 \pm 11) : (8 \pm 4) : (39 \pm 9)$ . Das beobachtete Verhältnis der doppelten zur einfachen Mesonenerzeugung ist mehr als 20mal größer als nach FERMIS statistischer Theorie der Mesonenerzeugung zu erwarten war, stimmt jedoch gut mit dem verbesserten Modell von KOVACS überein. Die Daten zeigen, daß das Proton und das  $\pi^+$ -Meson und auch das Neutron und das  $\pi$ -Meson bevorzugt in entgegengesetzten Richtungen emittiert werden und zwar häufiger als das Proton und das  $\pi$ -Meson oder das Neutron und das  $\pi^+$ -Meson. Thurn.

**10161 S. Penner.** *Photoproduction of charged mesons from deuterons.* Phys. Rev. (2,) **105**, 1113—1116, 1957, Nr. 3. (1. Febr.) (Champaign, Ill., Univ., Phys. Res. Lab.) Die Wirkungsquerschnitte für die Photoerzeugung von geladenen Mesonen durch Deuteronen werden nach dem Impulsnäherungsverfahren berechnet. Ausdrücke für die Wechselwirkung und den Gesamtwirkungsquerschnitt werden in Abhängigkeit von den Wirkungsquerschnitten freier Nukleonen und dem Kernpotential angegeben. Die Ergebnisse stimmen gut mit Messungen der  $\pi^+$ -Erzeugung in der Nähe der Schwelle überein. Thurn.

**10162 R. M. Friedman and K. M. Crowe.** *Photoproduction of pion pairs in hydrogen.* Phys. Rev. (2) **105**, 1369—1377, 1957, Nr. 4. (15. Febr.) (Stanford, Calif., Univ., Dep. Phys., High-Energy Phys. Lab.) Die Photoerzeugung von  $\pi$ -Mesonenpaaren ( $\pi^- + \pi^+$ ) wurde durch Beobachten eines  $\pi^-$ -Signals beim Beschießen von flüssigem Wasserstoff mit Bremsstrahlung einer Maximalenergie von 600 MeV gemessen. Die Anregungsfunktion und das  $\pi$ -Mesonenspektrum, die unter 60° im Laborsystem gemessen wurden, stimmen qualitativ mit den Berechnungen von CUTKOSKY und ZACHARIASEN überein. Thurn.

**10163 W. Heisenberg.** *The production of mesons in very high energy collisions.* Suppl. Nuovo Cim. (10) **2**, 96—103, 1955, Nr. 1.

**10164 G. Bernardini.** *Lectures on photoproduction.* Suppl. Nuovo Cim. (10) **2**, 104—138, 1955, Nr. 1.

**10165 S. Lokanathan and J. Steinberger.** *Search for the  $\beta$ -decay of the pion.* Suppl. Nuovo Cim. (10) **2**, 151—162, 1955, Nr. 1.

**10166 A. W. Wolfendale.** *Experiments on  $\mu$ -mesons at Manchester and Ceylon.* Suppl. Nuovo Cim. (9) **12**, 107—110, 1954, Nr. 1. (Manchester, Univ.)

H. Ebert.



**10167 Charles Goebel.** *Selection rules for NN annihilation.* Phys. Rev. (2) **103**, 258—261, 1956, Nr. 1. (1. Juli.) (Berkeley, Calif., Univ., Radiat. Lab.) Aus den Erhaltungssätzen für Drehimpuls, Parität, Ladungsparität und Isotopenspin werden Auswahlregeln für die Nukleon-Antinukleon-Vernichtung hergeleitet. Behandelt werden die S-, P- und D-Zustände des Nukleoniums; Zerfallsprodukte sind Pionen und K-Mesonen, wobei noch zwischen dem Fall gleicher (etwa  $\tau$ ,  $\bar{\tau}$ ) und ungleicher (etwa  $\tau$ ,  $\bar{\theta}$ ) K-Mesonenpaare unterschieden wird. Die Wahrscheinlichkeit, daß Nukleonium ausschließlich in neutrale Pionen zerfällt, ergibt sich zu annähernd 0,033. Auch die elektromagnetischen Zerfallsprozesse, die pro emittiertes Photon um zwei Größenordnungen seltener sind, werden kurz behandelt.

Faissner.

**10168 Laurie M. Brown and Murray Peshkin.** *Electromagnetic annihilation of antiprotons.* Phys. Rev. (2) **103**, 751—752, 1956, Nr. 3. (1. Aug.) (Evanston, Ill., Univ.) Berechnung der Wirkungsquerschnitte für Proton-Antiproton-Vernichtung in zwei Photonen, zwei Elektronen oder zwei Myonen. Das Antiproton wird dabei als DIRAC-Teilchen mit anomalem Moment behandelt. Für die Lebensdauer eines im  $n$  S<sub>0</sub>-Zustand befindlichen Proton-Antiproton-Systems gegenüber 2-Photonen-Zerfall ergibt sich ungefähr  $2 \cdot 10^{-15}$  n<sup>3</sup> s.

Faissner.

**10169 George Sudarshan.** *Annihilation of antinucleons.* Phys. Rev. (2) **103**, 777—779, 1956, Nr. 3. (1. Aug.) (Rockester, N. Y., Univ., Dep. Phys.) Die Multiplizität der bei der Nukleon-Antinukleon-Vernichtung emittierten Pionen und K-Teilchen wird nach den statistischen Modellen von FERMI sowie von POMERANCHUK und LANDAU berechnet. Im FERMI-Modell ergeben sich Pionenumultiplizitäten von 2 bis 3. Emission eines K-K-Paares wäre in ungefähr 25% der Vernichtungen zu erwarten. Im LANDAU-POMERANCHUK-Modell, in dem die Wechselwirkung der auslaufenden Teilchen berücksichtigt wird, ist die Pionenumultiplizität auf 3 bis 4 erhöht, während sich die Wahrscheinlichkeit für K-K-Emission etwas reduziert.

Faissner.

**10170 D. Amati and B. Vitale.** *Some considerations on the charge-exchange scattering of antinucleons on nucleons.* Nuovo Cim. (10) **4**, 145—146, 1956, Nr. 1. (1. Juli.) (Roma., Univ., Ist. Naz. Fis. Nucl.) Aus der Annahme der Ladungsunabhängigkeit der Nukleon-Antinukleon-Streuung werden einige Aussagen über die relativen Wirkungsquerschnitte für  $\bar{p}p$ -,  $\bar{n}n$ -,  $\bar{p}n$ - und  $\bar{n}p$ -Streuung abgeleitet.

Faissner.

**10171 R. Gatto.** *About the possible annihilation mode of a nucleon-antinucleon system into a K-K̄ pair.* Nuovo Cim. (10) **4**, 526—530, 1956, Nr. 3. (1. Sept.) (Rom, Univ., Ist. Naz. Fis. Nucl.) Vf. diskutiert die Auswahlregeln, die sich für den Zerfall eines gebundenen Proton-Antiproton-Systems („Protonium“) in ein K-K̄-Mesonenpaar ergeben. Auch das System  $\bar{p}n$  wird behandelt. Gefordert wird die Erhaltung von Drehimpuls und Parität, sowie den Eigenwerten des Ladungskonjugationsoperators C und des Operators  $G = C \cdot \exp(i\pi I_2)$ . Vf. zeigt, daß sich im Rahmen der LEE-YANGSchen Theorie der Invarianz unter Paritätskonjugation zwei neue Operatoren mit guten Quantenzahlen konstruieren lassen, die zu neuen Auswahlregeln führen.

Faissner.

**10172 Kenneth R. Trigger.** *Magnetic moment of the proton.* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 220, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.)

Schön.

**10173 O. Kofoed-Hansen.** *Neutrino recoil spectrometer. Investigation of A<sup>37</sup>.* Phys. Rev. (2) **96**, 1045—1050, 1954, Nr. 4. (15. Nov.) (Copenhagen, Denm., Univ., Inst. Theor. Phys.) Es wird ein Neutrino-Rückstoßspektrometer beschrieben, das im Prinzip aus einem Plattenkondensator mit einem zur Plattenoberfläche

parallelen Magnetfeld besteht. Die durch K-Einfang zerfallende Substanz befindet sich als Gas zwischen den Platten. Der Strom der Rückstoßteilchen und Elektronen zwischen den Platten wird als Funktion der elektrischen und magnetischen Feldstärke gemessen. Für  $A^{37}$  wurden folgende Ergebnisse erhalten: Neutrino-Energie  $(814 \pm 8)$  keV; Anteil an Rückstoßteilchen verschiedener Ladung in Prozent (die erste Zahl bedeutet die Ladung) 1  $(26 \pm 3)\%$ , 2  $(13 \pm 4)\%$ , 3  $(38 \pm 4)\%$ , 4  $(18 \pm 2)\%$ , 5  $(4 \pm 1)\%$ , 6  $(1 \pm 1)\%$ . Mayer-Kuckuk.

**10174 C. L. Cowan jr., F. Reines and F. B. Harrison.** *Upper limit on the neutrino magnetic moment.* Phys. Rev. (2) **96**, 1294, 1954, Nr. 5. (1. Dez.) (Los Alamos, N. Mex., Univ., Los Alamos Sci. Lab.) Aus der Erhöhung der Zählrate in einem großen, gegen andere Strahlung abgeschirmten Szintillationstank in der Nähe eines Reaktors wurde eine obere Grenze für das magnetische Moment des Neutrinos abgeschätzt, unter der Annahme, daß alle gezählten Ereignisse von einer Neutrino-Elektron-Wechselwirkung herrühren. Es ergab sich eine obere Grenze von  $10^{-7}$  BOHRschen Magnetonen. Mayer-Kuckuk.

**10175 Arthur H. Snell and Frances Pleasonton.** *Magnetic and electric deflection spectrometry of neutrino recoils in argon-37.* Phys. Rev. (2) **98**, 1174, 1955, Nr. 4. (15. Mai.) (S. B.) (Oak Ridge Nat. Lab.) Rückstoßenergien, Impulse und  $e/m$ -Werte von  $Cl^{37}$ -Ionen, die beim K-Einfang von  $A^{37}$  entstanden, wurden durch kombinierte Anwendung von elektrischer und magnetischer Ablenkung bestimmt. Die Rückstoßenergie der Ionen von  $9,6 \pm 0,5$  eV entspricht dem Neutrino-rückstoß des bekannten Übergangs von 816 keV. Mayer-Kuckuk.

**10176 C. O. Muehlhause and S. Oleksa.** *Antineutrino flux from a reactor.* Phys. Rev. (2) **105**, 1332—1334, 1957, Nr. 4. (15. Febr.) (Upton, N. Y., Brookhaven Nat. Lab.) Durch Messung des Gleichgewichts- $\beta$ -Spektrums, das bei Spaltung von  $U^{235}$  mit thermischen Neutronen auftritt, wurde die Antineutrinoflußverteilung eines thermischen Neutronenreaktors bestimmt. Die Verteilung der  $\beta$ -Grenzenergien läßt sich durch eine GAUSS-Verteilung  $\exp[-E_{\max}^2/2(\Delta E_{\max})^2]$  mit  $\Delta E_{\max} = 3,85$  MeV darstellen. Durch Integration dieser GAUSS-Verteilung über die erlaubten FERMI-Antineutrinofunktionen ergibt sich die Antineutrinoflußverteilung. Durch Faltung mit dem Querschnitt für  $\tilde{\nu}(p,n)\beta^+$  und  $\tilde{\nu}(d,2n)\beta^+$  ergibt sich daraus der mittlere Antineutrinoquerschnitt  $\bar{\sigma}_p = 6 \cdot 10^{-44}$  cm<sup>2</sup> und  $\sigma_d = 2 \cdot 10^{-45}$  cm<sup>2</sup> für die beiden genannten Reaktionen. Knecht.

**10177 Joseph Weneser.** *Antineutrino disintegration of the deuteron.* Phys. Rev. (2) **105**, 1335—1337, 1957, Nr. 4. (15. Febr.) (Upton, N. Y., Brookhaven Nat. Lab.; Urbana, Ill., Univ.) Der einzige wichtige Beitrag zum Querschnitt der Reaktion  $\tilde{\nu} + d \rightarrow n + n + e^+$  rührt von einem  $^1S$ -Nukleonenendzustand her, und nur der Tensoranteil der  $\beta$ -Wechselwirkung ist wirksam. Für drei Antineutrinoenergien (5,5; 8,5; 13,5 MeV) wird der Querschnitt berechnet. Die Ergebnisse für diesen Prozeß würden die gleichen sein, wenn das Neutrino ein MAJORANA-Teilchen wäre. Knecht.

**10178 Raymond Davis jr.** *An attempt to detect the neutrinos from a nuclear reactor by the  $Cl^{37}(\bar{\nu}, e)A^{37}$  reaction.* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 219, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.) Schön.

**10179 B. F. Touschek.** *The mass of the neutrino and the non-conservation of parity.* Nuovo Cim. (10) **5**, 1281—1291, 1957, Nr. 5. (1. Mai.) (Rom, Univ., Ist. Naz. Fis. Nucl.) Aus einem Invarianzprinzip, das für alle Neutrinos emittierenden und absorbierenden Prozesse als gültig angenommen wird und nach dem sowohl Masse als auch magnetisches Moment des Neutrinos identisch Null sind, folgt, daß i. a. eine Erhaltung der Parität mit diesem Prinzip nicht verträglich ist. Die Invarianzeigenschaft führt auf die Erhaltung einer Quantenzahl  $n$  (Bosonen:

$n = 0$ , Fermionen  $n = 1$ , Antifermionen  $n = -1$ ) und einer Reihe von Auswahlregeln für  $\Delta n$  - Übergänge. Als Anwendung wird die Zerfallskette  $\pi \rightarrow \mu + \nu$ ;  $\mu \rightarrow e + \bar{\nu} + \nu$  erörtert. Der  $\mu$ -Zerfall wird durch die Auswahlregel  $\Delta n = 0$  regiert, und die Theorie liefert dafür Aussagen, die mit denen der Zweikomponententheorie des Neutrinos von LEE und YANG übereinstimmen. Abschließend wird auf den immer noch bestehenden Mangel beider Theorien eingegangen, daß für  $\Delta n = 0$  kein Grund für die Paritäts-Nichterhaltung angebar ist, und die Frage erörtert, inwieweit man das Neutrino für diese Nichterhaltung beim K-Mesonzerfall verantwortlich machen kann, bei dem keine Neutrinos entstehen.

Joerchel.

**10180 I. I. Levintov.** *The magnitude of nuclear spin-orbital interaction.* Physica, s'Grav. **22**, 1178—1179, 1956, Nr. 11. (Nov.) (S. B.) (Moscow, Acad. Sci. USSR.)

**10181 T. H. R. Skyrme.** *Polarization and spin-orbit coupling* Physica, s'Grav. **22**, 1179, 1956, Nr. 11. (Nov.) (S. B.) (Harwell, Atomic Energy Res. Est.)

H. Ebert.

**10182 Robert L. Shacklett and Jesse W. M. Du Mond.** *Investigation of nuclear size by precision measurement of X-ray fine structure.* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 219, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.)

**10183 Karl S. Quisenberry, T. T. Scolman and A. O. Nier.** *Nucleon interaction energies in nuclei from iron to zinc.* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 220, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.)

Schön.

**10184 A. de Shalit.** *Magnetic moments of nuclei.* Suppl. Nuovo Cim. (10) **4**, 1195 bis 1200, 1956, Nr. 3. (Rehovoth, Weizmann Inst. Sci., Dep. Phys.) Vf. beschreibt die empirischen Gesetzmäßigkeiten in den Werten der magnetischen Kernmomente und versucht, die grundsätzlichen Regelmäßigkeiten der Kernmomente durch möglichst allgemeine Annahmen zu erklären. Um die Abweichungen der magnetischen Kernmomente von den SCHMIDT-Linien zu erklären, werden der „Ein-Teilchen-Wellenfunktion“ nullter Ordnung höhere Zustände mit gleichem  $j$  und  $m$  zugemischt, wobei Vf. zeigt, daß in Übereinstimmung mit den empirischen Daten die Abweichungen von den SCHMIDT-Linien bei zwei Halbspiegelkernen, bei denen die ungerade Protonenzahl des einen Kernels mit der ungeraden Neutronenzahl des anderen übereinstimmt, im Betrage fast gleich und im Vorzeichen entgegengesetzt sind.

Andresen.

**10185 R. V. Pound and G. K. Wertheim.** *Directional correlations and electric quadrupole moments of mercury isotopes.* Phys. Rev. (2) **102**, 396—399, 1956, Nr. 2. (15. Apr.) (Cambridge, Mass., Harvard Univ., Lyman Lab. Phys.; Upton, N. Y., Brookhaven Nat. Lab.) Es wurde die Winkelverteilung der 368—159 keV Gamma-Gamma-Kaskade des 44 min-Hg<sup>199</sup> gemessen. Dabei wurden Präparate in Form von flüssigem Metall, festem Quecksilber und trockenem, kristallinem HgCl<sub>2</sub> benutzt. Die Winkelkorrelation von flüssigem Hg ergibt für den 368 keV-Übergang M4-Strahlung, der etwa 0,8% E5-Strahlung beigemischt ist. Zu diesem Ergebnis gelangen Vff. unter der Annahme, daß die Störung durch die elektrische Quadrupolwechselwirkung des Kernels mit der Umgebung vernachlässigbar ist, daß ferner Streueffekte keine Rolle spielen und daß der zweite Gammastrahl der Kaskade reine E2-Strahlung ist. Die bei gefrorenem Hg sich ergebende Störung der Winkelverteilung ließ auf eine statische Quadrupolwechselwirkung  $eQ(\partial^2 V / \partial z^2) / h$  von 593 MHz schließen. Bei HgCl<sub>2</sub> ergab sich für die Wechselwirkung ein Wert von 1100 MHz für den 2,35 mps-Zwischenzustand. Nimmt man an, daß der zweite Gamma-Strahl ein Übergang zwischen Rotationsniveaus ist, so kann das aus der Lebensdauer des Zwischenniveaus dann



berechenbare Kernquadrupolmoment dazu benutzt werden, die Größe  $(\partial^2 V / \partial z^2) / e$  für  $\text{HgCl}_2$  zu bestimmen. Zusammen mit der von DEHMELT gemessenen Kopplungsfrequenz für  $\text{Hg}^{201}$  in  $\text{HgCl}_2$  kann dann das elektrische Quadrupolmoment von  $\text{Hg}^{201}$  berechnet werden. Der sich ergebende Wert von  $(0,46 \pm 0,11)^{0,28}$  barn steht in guter Übereinstimmung mit dem von MURAKAWA spektroskopisch bestimmten Wert von  $(0,45 \pm 0,04)$  barn. Die benutzte Winkelkorrelationsapparatur hatte ein fast-slow-Koinzidenzsystem mit einer Koinzidenzauflösezeit von  $1,6 \cdot 10^{-8}$  s. K. Mayer.

**10186 B. J. Toppel.** *Spin of  $\text{N}^{16}$ .* Phys. Rev. (2) **103**, 141—142, 1956, Nr. 1. (1. Juli.) (Upton, N. Y., Brookhaven Nat. Lab.) Es wurde das Intensitätsverhältnis den 6,13 MeV- und der 7,11 MeV-Gamma-Strahlungen von  $\text{O}^{16}$  untersucht, welche beim Zerfall von  $\text{N}^{16}$  auftreten. Die Untersuchung wurde mit einem 3 Kristall-Scintillationsspektrometer durchgeführt und diente zur Entscheidung der Frage, ob man dem Grundzustand und dem ersten angeregten Zustand von  $\text{N}^{16}$  den Spin 0- und 3- zuordnen kann, wie dies auf Grund vorläufiger theoretischer Berechnungen von ELLIOTT möglich erscheint. Nach ELLIOTT müßten den beiden nichtkoinzidenten Gamma-Strahlungen Beta-Übergänge vorausgehen, welche für die 7,11 MeV-Strahlung vom 0- und für die 6,13 MeV-Strahlung vom 3-Niveau in  $\text{N}^{16}$  ausgingen. Das Intensitätsverhältnis wurde an zwei  $\text{N}^{16}$ -Aktivitäten bestimmt, deren erste aus der Reaktion  $\text{O}^{16}(\text{n}, \text{p})\text{N}^{16}$  stammte und deren zweite mittels der Reaktion  $\text{F}^{19}(\text{n}, \alpha)\text{N}^{16}$  gewonnen wurde. Bei der ersten  $\text{N}^{16}$ -Aktivität wurde das Intensitätsverhältnis außerdem noch für zwei verschiedene Alter des Präparats bestimmt. Da das Intensitätsverhältnis bei allen Messungen gleich groß war, konnte Vf. schließen, daß die theoretische Voraussage nicht zutreffend ist, daß vielmehr die beiden Strahlungen von einem einzigen Niveau ausgehen müssen, das weder Spin 0- noch 3- haben kann, sondern aller Wahrscheinlichkeit nach Spin 2- hat (Grundzustand). Die Energie des höherenergetischen Gamma-Strahls wurde zu  $7,116 \pm 0,020$  MeV bestimmt unter der Annahme, daß die niederenergetischere Strahlung 6,130 MeV Gamma-Energie hat. K. Mayer.

**10187 G. W. Series.** *Nuclear electric quadrupole moment of  $\text{K}^{39}$ .* Phys. Rev. (2) **105**, 1128, 1957, Nr. 3. (1. Febr.) (Oxford, Engl., Clarendon Lab.) Kurzer Hinweis auf eine frühere Veröffentlichung (G. J. RITTER und G. W. SERIES, Ber. **34**, 1833, 1955), in der erstmalig das Kernquadrupolmoment des Kalium 39 bestimmt wurde. Nöldeke.

**10188 F. A. Jenkins.** *Investigation of the nuclear moments of the separated isotopes of hafnium.* Spectrochim. Acta **8**, 290, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Berkeley, Calif., Univ., Dep. Phys.) Pruckner.

**10189 A. Abragam and R. V. Pound.** *Influence of electric and magnetic fields on angular correlations.* Phys. Rev. (2) **92**, 943—962, 1953, Nr. 4. (15. Nov.) (Cambridge, Mass., Harvard Univ., Lyman Lab. Phys.) Vf. dehnen die Theorie, durch die die Abhängigkeit der Winkelkorrelation zweier vom Kern emittierter Teilchen von den Störungen des Zwischenzustandes durch statische elektrische und magnetische Felder beschrieben wird, auf zeitabhängige Störungen aus und behandeln damit die zeitabhängigen Quadrupolwechselwirkungen in Flüssigkeiten. Der Einfluß von statischen äußeren elektrischen und magnetischen Feldern sowie der Anisotropie der Hyperfeinstruktur-Wechselwirkung des Kerns mit einer paramagnetischen Elektronenhülle und deren Relaxationszeit auf die Winkelkorrelationen wird ausführlich diskutiert. Andresen.

**10190 Thomas R. Carver and Charles P. Slichter.** *Experimental verification of the Overhauser nuclear polarization effect.* Phys. Rev. (2) **102**, 975—980, 1956, Nr. 4. (15. Mai.) (Princeton, N. J., Univ., Palmer Lab. Phys.; Urbana, Ill., Univ., Dep. Phys.) Es wird eine experimentelle Realisierung des von OVERHAUSER vor-

geschlagenen Verfahrens zur Polarisierung von Kernspins beschrieben. OVERHAUSER hatte vorausgesagt, daß man durch Sättigung der Spinresonanz der Leitungselektronen in Metallen zu einem sehr hohen Polarisierungsgrad der Kerne dieser Metalle kommen kann, wenn die Kerne das thermische Gleichgewicht mit dem „Gitter“ mittels der magnetischen Hyperfeinstrukturwechselwirkung erreichen. Vff. beobachteten den Einfluß der Sättigung der Elektronenspinresonanz auf die magnetische Kernresonanz in verschiedenen geeigneten Systemen. Die Versuche wurden mit kleinen Magnetfeldstärken bei Zimmertemperatur durchgeführt. Die Amplitude der magnetischen Kernresonanz ist direkt proportional zur Polarisierung. Mit dem „Zweifachresonanzapparat“ wurden folgende Systeme untersucht: Metallisches Li, metallisches Na und Na aufgelöst in wasserfreiem, flüssigem  $\text{NH}_3$ . Die Kernresonanzen von  $\text{Li}^{7}$ ,  $\text{Na}^{23}$  und  $\text{H}^1$  (in  $\text{NH}_3$ ) wurden bei 50 kHz in Feldern von 30,3, 44,2 und 11,7 Gauß beobachtet. Die entsprechenden Spinresonanzen wurden dabei mit 84, 124 und 33 MHz abgesättigt. Die einzelnen Voraussagen OVERHAUSERS bezüglich der Kernpolarisation konnten bestätigt werden. Beim Li müssen aber zusätzlich Relaxationsprozesse angenommen werden, die zu einer Verminderung der Polarisierung führen. Bei Na konnte man keine vollständige Sättigung erreichen und daher nur einen Teil-effekt im erwarteten Anstieg der Kernresonanzamplitude erreichen. Nur in mäßig konzentrierten Lösungen von Na in  $\text{NH}_3$  wurde der vollständige Effekt beobachtet, bei dem die Protonenpolarisation um das Verhältnis der gyromagnetischen Verhältnisse beim Elektron und Proton vergrößert wurde.

K. Mayer.

**10191 W. A. Barker and A. Meneher.** *Thermodynamics and the Overhauser nuclear polarization effect* Phys. Rev. (2) **102**, 1023—1029, 1956, Nr. 4. (15. Mai.) (Zürich, Switzerl., Swiss Fed. Inst. Technol.) Die von BROVETTO, CINI und FERRONI gegebene thermodynamische Behandlung des OVERHAUSER-Effekts beschränkt sich auf den Kernrelaxationsprozeß, welcher durch den „Kontakt“-Beitrag der Hyperfeinstruktur-Wechselwirkung — dargestellt durch  $\kappa = (4\pi/3) \gamma_e \gamma_n \vec{\sigma} \vec{I} \delta(\mathbf{r})$  mit  $\gamma_e$  und  $\gamma_n$  als gyromagnetischem Verhältnis von Elektron und Kern —

gegeben wird. Bei diesem Prozeß ist die Relaxation eines Kernspins  $\vec{I}$  stets mit einem Umklappen des Elektronenspins  $\vec{\sigma}$  in der umgekehrten Richtung verbunden. Vff. erweiterten die Betrachtungen auf Kernrelaxationsprozesse von anderem Typ. Bei der Ableitung der Formeln wird dabei, wie auch bei BROVETTO et al., vorausgesetzt, daß die übliche Thermodynamik und statistische Mechanik anwendbar ist. Dies ist aber gerade bei dem untersuchten System mit gesättigter Spinresonanz fraglich. Die Gültigkeit der Gleichung für das Reaktionsgleichgewicht, auf der die Diskussion fußt, mußte also zunächst angezweifelt werden. Vff. führen aber den Nachweis, daß diese Gleichung unter den vorliegenden Umständen doch zu Recht angewendet werden kann. Da es sich um ein außerhalb des thermischen Gleichgewichts befindliches thermodynamisches System handelt, wird dieser Nachweis auf Grund der Thermodynamik irreversibler Prozesse durchgeführt, bei welcher von dem ONSAGER-Theorem Gebrauch gemacht wird. Die Ausdrücke für die Besetzung der Kern-ZEEMAN-Niveaus behalten so auch bei Beachtung der sich ergebenden Gültigkeitsbedingung für die angewendete Methode ihre Richtigkeit im ganzen experimentell interessierenden Bereich. Am  $\text{Li}^7$  wird die Wirkung eines Kernrelaxationsmechanismus auf die Kernpolarisation demonstriert, der von dem aus der „Kontakt“-Wechselwirkung verschieden ist und zu einer Reduzierung des OVERHAUSER-Effekts in metallischem Li führt.

K. Mayer.

**10192 R. E. Ferguson and H. P. Broida.** *Stable carbon isotope analysis by optical spectroscopy.* Analyt. Chem. **28**, 1436—1438, 1956, Nr. 9. (21. Aug.) (Washington,

Nat. Bur. Stand.) Zur quantitativen Isotopenanalyse von  $^{12}\text{C}$  und  $^{13}\text{C}$  werden die relativen Intensitäten des Bandenkopfes der (0,1)-Bande im SWAN-System des  $\text{C}_2$  für  $^{12}\text{C}^{12}\text{C}$ ,  $^{12}\text{C}^{13}\text{C}$  und  $^{13}\text{C}^{13}\text{C}$  einer Acetylenflamme mit einem photoelektrischen Spektrometer hoher Auflösung registriert. Bartholomeyczzyk.

**10193 P. Caldirola e G. Rossi.** *Effetti isotopici nell'adsorbimento di gas su solidi.* Nuovo Cim. (10) **5**, 1316—1332, 1957, Nr. 5. (1. Mai.) (Milano, Univ., Ist. Naz. Fis. Nucl.) Die Theorie von LENNARD-JONES über die Wechselwirkung von Atomen und Molekülen mit festen Oberflächen wird auf die monomolekulare Adsorption einer Gasmischung angewandt und für den Fall einer Mischung  $^3\text{He}$  und  $^4\text{He}$  der Isotopen-Anreicherungs faktor für Temperaturen bis zu  $300^\circ\text{K}$  berechnet. Er steigt bis  $100^\circ\text{K}$  steil an und nähert sich asymptotisch dem Anreicherungs faktor nach KNUDSEN, der für Diffusionsphänomene charakteristisch ist. Ein Vergleich mit experimentellen Ergebnissen ist nicht möglich. M. Wiedemann.

**10194 P. Caldirola e G. Rossi.** *Influenza d'adsorbimento e della migrazione superficiale sulla separazione isotopica nella diffusione di un gas attraverso una parete porosa.* Nuovo Cim. (10) **5**, 1374—1376, 1957, Nr. 5. (1. Mai.) (Milano, Univ., Ist. Naz. Fis. Nucl.) (Vgl. vorst. Ref.) Vff. untersuchen den Einfluß der Adsorption und der Oberflächenwanderung auf die Isotopentrennung bei Diffusion durch ein poröses Medium und nehmen als Beispiel eine Mischung aus  $^3\text{He}$  und  $^4\text{He}$  und  $\text{LiF}$ -Pulver. Der Anreicherungs faktor nach KNUDSEN wird durch die Oberflächenwanderung verringert, bei tiefer Temperatur besonders stark, was mit experimentellen Ergebnissen an  $\text{O}_2$ ,  $\text{N}_2$  und  $\text{Ar}$  bei der Diffusion durch Quarzpulver qualitativ in Übereinstimmung steht. M. Wiedemann.

**10195 L. K. Peker.** *Die Rolle der Deformation bei der Bildung isomerer Zustände von Kernen.* Bull. Acad. Sci. U.R.S.S. Sér. Phys. (russ.) **20**, 956—961, 1956, Nr. 8. (Aug.) (Orig. russ.) H. Weidemann.

**10196 A. Kind and L. Jess.** *On the real part of the complex potential well of the nucleus.* Nuovo Cim. (10) **4**, 595—600, 1956, Nr. 3. (1. Sept.) (Univ. Copenhagen, Inst. Theor. Phys., CERN Theor. Study Div.; Padova, Univ., Ist. Naz. Fis. Nucl.) Ausgehend von einfachen Annahmen über die Kernkräfte wird der Realteil  $V(E)$  des komplexen Potentials berechnet, das in die Beschreibung der Neutron-Kern-Wechselwirkung eingeht. Die Untersuchung umfaßt den Energiebereich von 0—400 MeV des einlaufenden Neutrons. Es wird angenommen, daß die Kernkräfte im Kern dieselben sind, wie die Kräfte zwischen zwei freien Nukleonen. Die Berechnung des Potentials  $V(E)$  geschieht mittels einer Näherungsmethode, welche auf KIND zurückgeht. Für drei verschiedene Werte von  $\alpha$ , dem Verhältnis von MAJORANA- und WIGNER-Anteil des Wechselwirkungspotentials zweier Nukleonen, wird der Verlauf des Potentials  $V(E)$  als Funktion der Energie  $E$  angegeben und mit den experimentellen Daten verglichen. Obwohl sich eine qualitative Übereinstimmung von Theorie und Experiment in einem großen  $E$ -Bereich (100—400 NeV) durch geeignete Wahl von  $\alpha$  ( $\alpha = 2,3$ ) erreichen läßt, muß gesagt werden, daß auch einige Diskrepanzen bestehen, die nicht allein von der benutzten Approximation herrühren können, sondern sich von der unvollkommenen Wechselwirkungs-HAMILTON-Funktion herleiten. Für die gewonnenen Ergebnisse ist der Austauschcharakter der Kernkräfte von wesentlicher Bedeutung. K. Mayer.

**10197 W. E. Frahn and R. H. Lemmer.** *Effective nuclear potentials.* Nuovo Cim. (10) **5**, 523—525, 1957, Nr. 2. (1. Febr.) (Pretoria, South Africa, C. S. I. R., Nat. Phys. Res. Lab., Nucl. Phys. Div.) In einer früheren Arbeit war das effektive nichtlokale Nukleon-Kern-Potential nach dem statistischen Kernmodell mit MAJORANA-Austauschkräften zwischen den Nukleonen diskutiert worden. Nach



der gleichen Methode wurden nun die üblichen Potentialtypen behandelt, nämlich quadratische, exponentielle und der YUKAWA-Typ. Die Ergebnisse sind in Formeln, Kurven und Tabellen angegeben und werden miteinander verglichen.  
Thurn.

**10198 Lee Grodzins and Henry Motz.** *Decay of  $\text{In}^{114\text{m}}$  and  $\text{In}^{114}$ .* Phys. Rev. (2) **102**, 761—765, 1956, Nr. 3. (1. Mai.) (Upton, N. Y., Brookhaven Nat. Lab.) Mit Hilfe von Szintillationszählern wurden Untersuchungen an der 72 s- $\text{In}^{114}$ -Aktivität durchgeführt, welche über (p, n)- und (d, 2n)-Prozesse im Zyklotron aus angereicherten  $\text{Cd}^{114}$ -Targets hergestellt worden war. Ferner wurde das 49 d  $\text{In}^{114\text{m}}$  untersucht, welches durch Neutroneneinfang aus angereichertem  $\text{In}^{113}$  gebildet worden war. Durch photographisch durchgeführte Koinzidenzmessungen wurde nachgewiesen, daß die früher dem  $\text{Cd}^{114}$  zugeordnete 1300 keV-Strahlung nicht in Koinzidenz mit der 556 keV-Strahlung auftritt und daß daher kein Niveau bei 1856 keV in  $\text{Cd}^{114}$  existiert. Auf Grund von Beta-Gamma-Koinzidenzmessung konnte gezeigt werden, daß die 1300 keV-Strahlung dem  $\text{Sn}^{114}$  zugeordnet werden muß und in Koinzidenz mit einem erlaubten Beta-Übergang (log ft = 5,73) auftritt, der vom 72 s-Zustand des  $\text{In}^{114}$  ausgeht und dessen Endpunktenergie mit (674  $\pm$  40) keV angegeben wird. Für den ersten angeregten Zustand in  $\text{Sn}^{114}$  bei 1300 keV ergibt sich damit die Zuordnung  $2^+$ . Es wurde ein K-Einfangs-Zerfallszweig des 72 s  $\text{In}^{114}$  mit einer Intensität von 1,9% festgestellt, der zum Grundzustand von  $\text{Cd}^{114}$  führt. Aus Koinzidenzmessungen zwischen Röntgen-K-Strahlung und Gamma-Strahlung folgt, daß die von dem wohlbekannten 1278 keV-Niveau ausgehende 556—722 keV-Kaskade in  $\text{Cd}^{114}$  nur durch K-Einfang von dem isomeren  $\text{In}^{114\text{m}}$ -Zustand angeregt wird. Mit einem Dreikristall-Koinzidenzspektrometer fanden Vff. einen von  $\text{In}^{114}$  ausgehenden Positronenzweig, dessen Endpunktenergie zu (400  $\pm$  25) keV bestimmt wurde. Das Positronenverzweigungsverhältnis in  $\text{In}^{114}$  ergab sich zu 0,0035  $\pm$  0,001%.  
K. Mayer.

**10199 D. Strominger, F. S. Stephens jr. and J. O. Rasmussen.** *Three-millimicrosecond metastable state in  $\text{Pb}^{209}$ .* Phys. Rev. (2) **103**, 748—750, 1956, Nr. 3. (1. Aug.) (Berkeley, Calif., Univ., Dep. Chem., Radiat. Lab.) Es wurden  $\gamma\gamma$ -,  $\beta\gamma$ - und  $\alpha\gamma$ -Koinzidenzmessungen an den radioaktiven Isotopen der  $\text{Ac}^{225}$ -Zerfallsreihe vorgenommen. Dazu wurde eine schnell-langsam Koinzidenzanordnung in Verbindung mit Szintillationsspektrometern benutzt, welche mit Terphenyl-Plastikphosphoren für Beta-Strahlung bzw. mit einer dünnen Stilbenschicht für Alpha-Strahlen bzw. mit  $\text{NaJ(Tl)}$ -Kristallen für Gamma-Strahlen ausgerüstet waren. Es wurde bei Koinzidenzauflösezeiten von 20—80  $\mu\text{s}$  gearbeitet. Vff. fanden einen metastabilen Zustand von  $\text{Pb}^{209}$  mit einer Halbwertszeit von (3,1  $\pm$  1,0)  $\mu\text{s}$ . Diese Verzögerung gegenüber dem Beta-Zerfall von  $\text{Tl}^{209}$  nach  $\text{Pb}^{209}$  wurde an dem 120 keV E1-Gamma-Übergang, sowie an anderen Gamma-Übergängen beobachtet, welche auf die 120 keV-Strahlung folgen. Für die Lebensdauern von verschiedenen anderen Niveaus in der  $\text{Ac}^{225}$ -Zerfallsreihe, welche durch Gammaemission zerfallen, werden obere Grenzen angegeben. Es wird eine Erklärung für die verzögerte Emission der 120 keV-Gamma-Strahlung auf Grund der Konfigurationsmischungen der beteiligten Zustände gegeben. Ferner wird in einer Diskussion des Beta-Zerfalls von  $\text{Tl}^{209}$  gezeigt, warum der nach der einfachen Beta-Zerfallstheorie zu erwartende erlaubte Übergang in das 2,01 MeV-Niveau von  $\text{Pb}^{209}$  einen so hohen log ft Wert (>6,4) hat und der einfach verbotene Beta-Übergang zum 2,13 MeV-Niveau vor diesem erlaubten Beta-Übergang bevorzugt ist.  
K. Mayer.

**10200 E. M. Krisjuk, A. D. Witman, W. D. Worobjew, G. D. Latyschew und A. G. Sergejew.** *Elektronenspektrum der inneren Konversion eines aktiven Niederschlages*

vom *RaTh I* (Gebiet  $H_0 = 2600\text{—}10\,300\text{ Gs.cm}$ ). Bull. Acad. Sci. U.R.S.S. Sér. Phys. (russ.) **20**, 877—882, 1956, Nr. 8. (Aug.) (Orig. russ.)

**10201 B. S. Dshelepov und S. A. Schestopalowa.** Über den  $O \rightarrow O$ -Übergang in *RaC*. Bull. Acad. Sci. U.R.S.S. Sér. Phys. (russ.) **20**, 933—940, 1956, Nr. 8. (Aug.) (Orig. russ.)  
H. Weidemann.

**10202 Mendel Sachs.** *Semiempirical model for direct nuclear breakup reactions.* Phys. Rev. (2) **103**, 671—673, 1956, Nr. 3. (1. Aug.) (Livermore, Calif., Univ., Radiat. Lab.) Es wird ein semi-empirisches Modell diskutiert, das die direkte Aufspaltung leichter Kerne beschreibt (direct break-up). Das Modell beruht auf der Annahme, daß sich ein statistischer Gleichgewichtszustand zwischen den einfallenden Teilchen und einigen fest gebundenen Nukleonengruppen des Targetkerns in einem energieabhängigen Wechselwirkungsvolumen einstellt. Das Wechselwirkungsvolumen hat die Gestalt eines abgeplatteten Sphäroids, das in Richtung des einfallenden Teilchenimpulses orientiert ist. Seine kleine Achse hat die Länge der DE BROGLIE-Wellenlänge  $\lambda$ . Die Abmessung der großen Achse ist  $(R + a\lambda)$ , wobei  $R$  und  $a$  Parameter bedeuten, die charakteristisch für die spezielle Reaktion sind. Der Wirkungsquerschnitt für direkte Aufspaltung wurde für die Reaktionen  $\text{Be}^9(n, 2n)\text{Be}^8$  und  $\text{C}^{12}(n, n')^3\text{He}^4$  auf Grund der neuen Modellvorstellung berechnet.  
K. Mayer.

**10203 W. Selove.** *Interpretation of the  $H^3(p, n)$  reaction.* Phys. Rev. (2) **103**, 136 bis 141, 1956, Nr. 1. (1. Juli.) (Cambridge, Mass., Harvard Univ.) Die Winkelverteilung und der Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $H^3(p, n)He^3$  in Abhängigkeit von der Energie bis zu einigen MeV war mehrfach Gegenstand neuerer Untersuchungen, da man Informationen über Resonanzen des Compoundkerns  $He^4$  erhoffte. Vf. zeigt, daß die experimentellen Daten, insbesondere das breite Maximum im totalen Wirkungsquerschnitt bei 3 MeV, auch ohne Annahme eines Compoundkerns auf Grund direkter Wechselwirkung erklärt werden können. Der Rechnung wird eine Kombination von „Pick-up“- und „Knock-on“-Effekten zugrunde gelegt. Das Ergebnis gibt auch weitere Evidenz dafür, daß die Anwendung der BORNschen Näherung selbst bei Energien von wenigen MeV für diese Art von Stoßprozessen („Rearrangement collisions“) gerechtfertigt ist.

R. Bock.

**10204 G. Breit and M. E. Ebel.** *Nucleon tunneling in  $N^{14} + N^{14}$  reactions.* Phys. Rev. (2) **103**, 679—701, 1956, Nr. 3. (1. Aug.) (New Haven, Conn., Yale Univ.) Zur Erklärung der Messungen von REYNOLDS und ZUCKER muß angenommen werden, daß die Reaktionen  $N^{14}(N^{14}, N^{13})N^{15}$  und  $N^{14}(N^{14}, C^{13})O^{15}$  teilweise über einen Stripping-Prozeß verlaufen. Zur Untersuchung dieses Problems haben Vff. eine Theorie zu diesen Reaktionen entwickelt, der ein Tunnel-Prozeß eines Neutrons bzw. eines Protons zugrunde gelegt wird. Ausgehend von einem Satz adiabatischer Wellenfunktionen (feste Massenmittelpunkte der schweren Teilchen) wird ein System von Funktionen gewonnen, das eine bessere Anfangskonvergenz des Iterationsprozesses gewährleistet. Die resultierenden Gleichungen, die den Übergang beschreiben, werden auf der Basis der Energie-Matrix interpretiert. Schließlich wird auch der Einfluß des Spins und anderer Kopplungen (besonders Spin-Bahn-Kopplung) in die Rechnung einbezogen. Formeln für die Winkelverteilungen der Reaktionsprodukte werden abgeleitet und die charakteristischen Unterschiede zum (d, p)-Stripping herausgestellt. Um den Anschluß an die Experimente zu gewinnen, werden Ausbeute und Winkelverteilung in Abhängigkeit von der Energie berechnet. Der Vergleich mit den Ergebnissen von REYNOLDS und ZUCKER zeigt, daß — besonders bei niedrigen Energien — ein Stripping-Prozeß allein zur Erklärung nicht ausreicht.

R. Bock.

**10205 Marvin E. Ebel.** *Application of adiabatic functions to  $N^{14} + N^{14}$  reactions.* Phys. Rev. (2) **103**, 958—961, 1956, Nr. 4. (15. Aug.) (New Haven, Conn. Yale Univ.) Der bei den Reaktionen  $N^{14}(N^{14}, N^{13})N^{15}$  und  $N^{14}(N^{14}, C^{13})O^{15}$  auftretende Tunnel-Prozeß beim Übergang eines Neutrons bzw. Protons wird mit adiabatischen Wellenfunktionen behandelt, die nach der von BREIT benutzten Eigenfunktions-Methode („Well-depth eigenfunction method“) konstruiert sind. Das Verfahren ist nur anwendbar, solange keine Resonanzeffekte auftreten. Die Ergebnisse sind dann den nach der Energie-Matrix-Methode von BREIT und EBEL gewonnenen äquivalent. R. Bock.

**10206 H. B. Willard, J. K. Bair, H. O. Cohn and J. D. Kington.** *Radiative proton capture by  $C^{13}$ .* Phys. Rev. (2) **105**, 202—204, 1957, Nr. 1. (1. Jan.) (Oak Ridge, Tenn., Nat. Lab.) Die Reaktion  $C^{13}(p, \gamma)N^{14}$  wurde von Vff. in dem bisher noch nicht untersuchten Energiebereich oberhalb 2,7 MeV bis zur  $C^{13}(p, n)$ -Schwelle bei 3,236 MeV untersucht. Eine ausgeprägte Resonanz wurde bei  $E_p = 3,11 \pm 0,01$  MeV gefunden mit einer totalen Breite von  $(30 \pm 3)$  keV und einem totalen Wirkungsquerschnitt von  $(0,70 \pm 0,14)$  mbarn für den Grundzustandsübergang. Diese Protonenenergie entspricht einer Anregungsenergie des  $N^{14}$ -Kerns von 10,43 MeV. Die  $\gamma$ -Strahlung wurde mit einem NaJ-Szintillationsspektrometer nachgewiesen und mit einem 20 Kanal-Diskriminator analysiert. Die Winkelverteilung ist von der Form  $W(\theta) = 1 - (0,40 \pm 0,02)P_2(\cos\theta)$ . Hieraus und aus der großen Strahlungsbreite von  $\Gamma_\gamma = 17$  ev ergibt sich, daß das 10,43 MeV-Niveau durch Einfang von Protonen mit  $l = 2$  gebildet wird (wahrscheinlich ein  $(T = 1)$ -Zustand). Es zerfällt hauptsächlich durch elektrischen Dipolübergang in den Grundzustand. Daneben tritt mit einer Häufigkeit von 10% ein Kaskadenübergang über das 6,44 MeV-Niveau von  $N^{14}$  auf. R. Bock.

**10207 Cornelius P. Browne.** *Isotopic spin-selection rule violation in  $Si^{28}(d, \alpha)Al^{26}$ .* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 212, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.)

**10208 B. J. Raz and J. B. French.** *Analysis of  $(dp)$  reactions in calcium isotopes.* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 223, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.) (Rochester, Univ.)

**10209 C. K. Bockelman.** *The  $Ca^{40}(dp)$  reaction: angular distributions.* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 223, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.)

**10210 A. Sperduto and W. W. Buechner.**  *$(dp)$  reactions of the iron isotopes.* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 223, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.) Schön.

**10211 H. Marshall und Th. Schmidt.** *Eine Bemerkung zur Häufigkeit der durch  $\mu$ -Mesonen katalysierten Kernprozesse in flüssigem Wasserstoff.* Z. Phys. **148**, 233—235, 1957, Nr. 2. (3. Apr.) (Freiburg/Br., Univ., Phys. Inst.) ALVAREZ und Mitarb. entdeckten kürzlich in einer mit natürlichem Wasserstoff gefüllten Blaskammer die Katalyse des Prozesses  $p + d \rightarrow He^3 + 5,4$  MeV durch abgebremste Myonen. Zur Deutung wird angenommen, daß sich eine myonische p-d-Molekel  $(pd)\mu$  bildet, in der wegen des kleinen Kernabstandes die obige Reaktion mit großer Wahrscheinlichkeit eintritt. Das beobachtete Häufigkeitsverhältnis von Katalysen zu normalen Zerfällen (1:150) ist nur dann zu erklären, wenn man annimmt, daß die Bildung von  $(pd)\mu$  wesentlich wahrscheinlicher ist als die Bildung von  $(pp)\mu$ . Vff. schätzen aus den vorläufigen Ergebnissen mit Kammerfüllungen verschiedenen Deuteriumgehalts ab, daß zudem die Reaktionsenergie nur in ca. 3% aller Reaktionen auf das katalysierende Myon übertragen, sonst aber durch Emission eines Photons abgeführt wird. Daraus ergibt sich das Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten für die Bildung von  $(pd)\mu$  und  $(pp)\mu$  zu ungefähr 2000. Vff. sehen eine Möglichkeit zur Erklärung



darin, daß der erste angeregte Schwingungszustand des  $(pd)\mu$  reell (mit wenigen eV Bindungsenergie), der des  $(pp)\mu$  jedoch bereits virtuell ist. Bei Annäherung des primär gebildeten mesonischen H-Atoms an einen d-Kern kann sich also unter Abgabe der mit der normalen Elektronenenergie vergleichbaren Bindungsenergie leicht ein stabiles  $(pd)\mu$  bilden, während diese Möglichkeit für  $(pp)\mu$  entfällt.

Faissner.

**10212 Robert Basile. Réactions ( $\gamma n$ ) au voisinage des seuils et structure fine dans certains éléments moyens.** Ann. Phys., Paris (13) 2, 267—308, 1957, Nr. 3/4. (März/Apr.) (Paris, Univ., Fac. Sci.) Untersucht wurden die photonuklearen Reaktionen in der Nähe von Energieniveaus und die Feinstruktur der Aktivierungskurve für Elemente mit mittlerer Kernladungszahl ( $^{16}\text{O}$ ,  $^{31}\text{P}$ ,  $^{35}\text{Cl}$ ). Technischerseits gelang mit einfachen Mitteln die Energiestabilisierung des benutzten Betatrons auf 0,1%, was für den benutzten Energiebereich um 15 MeV wesentlich ist. Theoretisch ergab sich eine Bestätigung der bekannten Idee der Kollektivbewegung der Protonen relativ zu den Neutronen. Andererseits läßt die Arbeit die Annahme einer Kopplung dieser Kollektivbewegung mit individuellen Teilchenbewegungen entsprechend WILKINSON zu. Die Einführung der Austauschkräfte läßt sich vielleicht den Hypothesen von LEVINGER und BETHE zur Erklärung der zu großen Wirkungsquerschnitte bei schweren Kernen annähern.

Schneider.

**10213 F. Ferrero, A. O. Hanson, R. Malvano and C. Tribuno. Fast photoneutrons from bismuth.** Nuovo Cim. (10) 4, 418—429, 1956, Nr. 2. (1. Aug.) (Torino, Univ., Ist. Naz. Fis. Nucl.) Es wurden Anregungsfunktionen für schnelle Photoneutronen von Wismut mit Hilfe von verschiedenartigen  $(n,p)$ -Detektoren bestimmt. Dazu wurde ein Wismutzylinder von 2 cm Dmr. und 2 cm Länge mit der kollimierten Bremsstrahlung eines Betatrons beschossen. Die Neutronen und ihre Energieverteilung wurden durch die in drei verschiedenen Substanzen (Rh, Al, Si) induzierte Aktivität gemessen. Aus den Messungen ergibt sich, daß die schnellen Neutronen hauptsächlich durch Photonen im Gebiet der Giant-Resonanz erzeugt werden, woraus wiederum geschlossen werden kann, daß die Giant-Resonanz eher Ein-Teilchen-Übergängen als kollektiver Photonenabsorption und damit verbundener allgemeiner Kernaufheizung zugeschrieben werden muß. Es wurde ferner die Winkelverteilung der schnellen Neutronenkomponente gemessen. Für die Koeffizienten A und B der gemessenen Winkelverteilung  $A + B \sin^2 \Theta$  ergibt sich ein Verhältnis von  $B/A = 0,9 \pm 0,1$ , der in Einklang steht mit dem für Schalenmodellübergänge zu erwartenden Wert. Der Anteil der schnellen Neutronen an der Gesamtneutronenausbeute wurde zu 7% bestimmt. Dieser Wert steht in Übereinstimmung mit der Annahme, daß einzelne Neutronen aus den äußeren abgeschlossenen Schalen angeregt werden und dabei in Kontinuumszustände übergehen. Vff. haben dabei die Wechselwirkung der Neutronen in diesen Zuständen mit dem Rest des Kerns nach dem Modell von FESHBACH, PORTER und WEISSKOPF berücksichtigt.

Mayer.

**10214 A. C. Odian, P. C. Stein, A. Wattenberg, B. T. Feld and R. Weinstein. Photoejection of high-energy nucleons from nuclei and the quasi-deuteron model. I. Cross sections and angular distributions.** Phys. Rev. (2) 102, 837—843, 1956, Nr. 3. (1. Mai.) (Cambridge, Mass., Inst. Technol., Phys. Dep., Lab. Nucl. Sci.; Waltham, Mass., Brandeis Univ., Phys. Dep.) Es werden Untersuchungen beschrieben, die sich mit der Photoerzeugung von hochenergetischen Neutron-Proton-Paaren aus verschiedenen leichten Kernen beschäftigen. Dabei ergibt sich eine neue Bestätigung und Klärung des von LEVINGER vorgeschlagenen Quasi-Deuteron-Modells für den Kernphotoeffekt bei hohen Energien. Es wurden D-, Li- und O-Targets mit 340 MeV-Bremsstrahlung bestrahlt. In einer ersten Meßreihe, die zur Bestimmung der kinematischen Eigenschaften des Quasi-

Deuteron-Modells diente, wurde die Winkelunschärfe der n-p-Koinzidenzen bestimmt, welche von der Impulsverteilung der Nukleonen im Kern herrührt. Ferner wurde in weiteren Meßreihen ein direkter Vergleich der Wirkungsquerschnitte und Winkelverteilungen der Quasi-Deuteron-Photozerfälle von Li und O mit denen von D durchgeführt (260 und 200 MeV-Photonen). Die Meßresultate unterstützen die Ansicht, daß bei den untersuchten Energien der Mechanismus des Quasi-Deuteron-Photozerfalls derselbe ist wie der des Photozerfalls des freien Deuterons. Ein quantitatives Verständnis der Meßdaten insbesondere der Wirkungsquerschnittsverhältnisse erfordert jedoch eine Analyse der Streuung der auslaufenden Teilchen im Targetkern. Streueffekte werden qualitativ diskutiert.

K. Mayer.

10215 B. T. Feld. *The photodisintegration of the deuteron at high energies and associated phenomena*. Suppl. Nuovo Cim. (10) 2, 145—150, 1955, Nr. 1.

10216 W. Czyż and J. Sawicki. *Polarization of nucleons from photonuclear reactions*. Physica, 's Grav. 22, 1182, 1956, Nr. 11. (Nov.) (S. B.) (Cracow, Jagellonian Univ., Phys. Inst.; Warsaw, Univ., Inst. Theor. Phys.)

10217 L. N. Rosenzweig. *Polarized neutrons from the reaction  $D(\gamma n)$* . Physica, 's Grav. 22, 1182—1183, 1956, Nr. 11. (Nov.) (S. B.) (Charkov, Ukrain. Acad. Sci., Phys. Tech. Inst.) H. Ebert.

10218 Lawrence Wilets and David M. Chase. *Angular distribution of fission fragments at threshold according to the Bohr model*. Phys. Rev. (2) 103, 1296—1297, 1956, Nr. 5. (1. Sept.) (Los Alamos, N. M., Univ., Sci. Lab.) Die Winkelverteilung der Spaltstücke bei der durch Neutronen induzierten Spaltung von  $\text{Th}^{232}$  in der Nähe der Schwelle, die nach Messungen von BROLLEY und HENKEL Maxima senkrecht zur Einfallsrichtung der Neutronen aufweist, steht in Einklang mit dem von A. BOHR vorgeschlagenen Modell. Hierzu werden quantitative Rechnungen von Vff. ausgeführt. Es wird angenommen, daß die Übergangszustände des zerfallenden Kernes (Sattelpunktszustände) nur aus wenigen Zuständen einer speziellen Rotationsbande bestehen. Es wird gezeigt, daß diese Bande wahrscheinlich  $K = 3/2$  (Spinkomponente in Richtung der Kernsymmetrieachse) und ungerade Parität hat.

R. Bock.

10219 W. J. Swiatecki. *Deformation energy of a charged drop. II. Symmetric saddle point shapes*. Phys. Rev. (2) 104, 993—1005, 1956, Nr. 4. (15. Nov.) (Uppsala, Swed., Inst. Mech. Math. Phys., Gustaf Werner-Inst. Nucl. Chem.) Es wurden quantitative Untersuchungen der Schwellenenergien und symmetrischen Sattelpunktsgestalten von inkompressiblen Tropfen mit scharfer Oberflächenbegrenzung und gleichmäßiger Ladungsverteilung durchgeführt, und zwar für Werte des Spaltbarkeitsparameters  $x$  im Bereich von 0,6 bis 1,0. Die benutzte Methode stellt eine Modifikation einer konventionellen Entwicklung um ein verlängertes Rotationsellipsoid dar, welche noch eine gewisse Kontrolle über die Zuverlässigkeit der benutzten Näherung gestattet. Die Ergebnisse der Rechnungen von FRANKEL und METROPOLIS (mit elektronischen Rechenmaschinen) sind mit den vom Vf. gewonnenen Resultaten für die Werte  $x = 0,9$ ; 0,81; 0,77 und 0,74 konsistent. Für  $x = 0,65$  scheinen FRANKEL und METROPOLIS ein falsches Resultat erhalten zu haben.

K. Mayer.

10220 B. C. Diven. *Fission cross section of  $\text{U}^{235}$  for fast neutrons*. Phys. Rev. (2) 105, 1350—1353, 1957, Nr. 4. (15. Febr.) (Los Alamos, N. Mex., Univ., Los Alamos Sci. Lab.) Der Spaltquerschnitt von  $\text{U}^{235}$  für 1,27 MeV-Neutronen wurde mit einem proportionalen Zählrohr absolut gemessen. Eine dünne  $\text{U}^{235}$ -Folie und eine dünne wasserstoffhaltige Radiatorfolie, beide über einer Öffnung des Zähl-

rohrmantels aufeinandergelegt, wurden mit Neutronen bestrahlt und durch Vergleich der Spaltereignisse mit den Protonenrückstoßereignissen (bekannter Querschnitt) der Spaltquerschnitt ermittelt. Mit einer dickeren Uranfolie wurden außerdem die Spaltquerschnitte bei mehreren Neutronenenergien zwischen 0,403 und 1,620 MeV relativ zum Spaltquerschnitt bei 1,27 MeV gemessen. Der Spaltquerschnitt hat zwischen 1,0 und 1,5 MeV einen konstanten Wert von  $(1,27 \pm 0,044)$  barns.

Knecht.

10221 B. P. Bannik, N. M. Kulikova, L. E. Lazareva and V. A. Yakovlev. *The angular distribution of fission fragments in the photofission of uranium*. *Physica, 's Grav.* **22**, 1186, 1956, Nr. 11. (Nov.) (S. B.) (Moscow, Lebedev Phys. Inst.)

10222 R. B. Duffield and R. A. Schmitt. *Photofission of  $^{238}\text{U}$  and  $^{232}\text{Th}$* . *Physica, 's Grav.* **22**, 1186, 1956, Nr. 11. (Nov.) (S. B.) (Urbana, Univ. Ill.)

H. Ebert.

10223 W. F. Fry and M. S. Swami. *Energetic disintegration of a heavy nuclear fragment*. *Phys. Rev. (2)* **96**, 809—810, 1954, Nr. 3. (1. Nov.) (Madison, Wisc., Univ., Dep. Phys.) In einer bei einem Ballonaufstieg exponierten 1000  $\mu$  dicken Kernemulsion wurde ein Ereignis beobachtet, das aus einem primären Stern vom Typ (22 + 9p) und einer anschließenden 192  $\mu$  langen Spur eines Kernfragments besteht, die in einem zweiten Stern von vier Strahlen endet. Es werden verschiedene Interpretationsmöglichkeiten diskutiert. Die Energieverhältnisse sind in keinem Fall vereinbar mit dem Zerfall eines im Kernfragment gebundenen  $A^0$ -Teilchens.

Mayer-Kuckuk.

10224 J. E. Naugle, P. S. Freier and E. P. Ney. *An example of an unstable nuclear fragment being emitted from a heavy meson induced star*. *Phys. Rev. (2)* **96**, 829, 1954, Nr. 3. (1. Nov.) (S. B.) (Univ. Minnesota.) In einer Photoplatte wurde die Spur eines komplizierten Zerfalls beobachtet, die kurz beschrieben wird. Nach der versuchsweisen Erklärung des Ereignisses wurde ein negatives schweres Meson von einem Kern eingefangen, der in mehrere Fragmente zerfiel, wovon eines ein gebundenes  $V^0$ -Teilchen enthielt, das nach Abbremsung einen Mesonenzerfall erlitt.

Mayer-Kuckuk.

10225 Marcel Schein, D. M. Haskin and R. G. Glasser. *Nuclear collisions at extreme relativistic energies*. *Phys. Rev. (2)* **96**, 829—830, 1954, Nr. 3. (1. Nov.) (S. B.) (Univ. Chicago.) Ein N-Stern vom Typ 32 + 137(n) und ein P-Stern vom Typ 25 + 76(p) wurden beobachtet. Von den 137 Schauerteilchen des N-Sterns müssen mindestens 130 bei dem Ereignis entstanden sein. Die Einzelheiten werden kurz diskutiert.

Mayer-Kuckuk.

10226 A. D. Sprague, D. M. Haskin, R. G. Glasser and Marcel Schein. *Comparison of proton and meson produced stars of comparable excitation energy*. *Phys. Rev. (2)* **96**, 830, 1954, Nr. 3. (1. Nov.) (S. B.) (DePauw Univ.; Univ. Chicago.) Die Sternbildung durch 405 MeV-Protonen und 222 MeV-Pionen in Photoplaten wurde analysiert. Die Zahl der geladenen Teilchen, die durch Anregung und nachfolgende Verdampfung eines schweren Kerns entstehen, ergab sich dabei um einen Faktor 5 anders, als von der Verdampfungstheorie gefordert wird.

Mayer-Kuckuk.

10227 Vincent Peterson. *Photostar production up to 500 Mev*. *Phys. Rev. (2)* **96**, 850, 1954, Nr. 3. (1. Nov.) (S. B.) (California Inst. Technol.) Die Erzeugung von Sternen durch energiereiche Bremsstrahlung in G5-Emulsionen wurde bis zu einer Energie von 503 MeV untersucht. Es ergaben sich folgende Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung von Sternen mit drei oder mehr Spuren:



| Maximalenergie<br>der Bremsstrahlung | $\sigma$ (Millibarn) |
|--------------------------------------|----------------------|
| 309 MeV                              | $2,85 \pm 0,30$      |
| 376 MeV                              | $4,60 \pm 0,34$      |
| 420 MeV                              | $5,4 \pm 0,30$       |
| 503 MeV                              | $5,95 \pm 0,35$      |

Mayer-Kuckuk.

**10228 G. Belliboni e B. Vitale.** *Distribuzioni e correlazioni angolari e distribuzioni energetiche dei rami in stelle di disintegrazione nucleare prodotte dalla radiazione cosmica.* Suppl. Nuovo Cim. (9) **12**, 115—116, 1954, Nr. 1. (S. B.) (Padova.) H. Ebert.

**10229 E. E. Lockett and R. H. Thomas.** *Half-lives of cobalt-60, thallium-204 and europium-152.* Nucleonics **14**, 1956, Nr. 11, (Nov.) S. 127. (Harwell, Engl. Atom. Energy Res. Est.) Die Halbwertszeiten von Co-60 und Tl-204 werden auf Grund neuer Messungen gegenüber einer früheren Arbeit der Vf. (Ber. **33**, 2316, 1954) berichtet angegeben, und zwar:  $5,20 \pm 0,03a$  für Co-60;  $4,07 \pm 0,05a$  und  $1,22(\pm 2\%)a$  für Tl-204. Die Messungen der Halbwertszeit von Eu-152 führten auf den neuen Wert  $12,7 \pm 0,2a$ . Schneider.

**10230 J. F. Pestaner and L. H. Gevantman.** *Device for generating radioactive aerosols.* Nucleonics **14**, 1956, Nr. 12, (Dez.) S. 38—39. (San Francisco, Calif. U. S. Naval Radiol. Def. Lab., Chem. Technol. Div.) Zum Studium von Fall-Out- und anderen Erscheinungen radioaktiver Verunreinigung der Luft wurde eine Anlage zur Gewinnung chemisch neutraler radioaktiver Aerosole gebaut. In Abhängigkeit von verschiedenen Größen wie Salzkonzentration, Zugabe von Anionen, Temperatur des Ofens, Saugleistung und -art wurde die Aerosol-Teilchengröße ermittelt und graphisch dargestellt. Schneider.

**10231 L. N. Kondratjew, G. I. Nowikowa, A. M. Worobjew und L. L. Goldin.** *Zum  $\alpha$ -Zerfall des  $Np^{237}$ .* Bull. Acad. Sci. U.R.S.S. Sér. Phys. (russ.) **20**, 875—876, 1956, Nr. 8. (Aug.) (Orig. russ.) H. Weidemann.

**10232 D. S. Craig.** *Levels of  $Al^{25}$  from the  $Mg^{24}(p,\gamma)Al^{25}$  reaction.* Phys. Rev. (2) **101**, 1479—1484, 1956, Nr. 5. (1. März.) (Chalk River, Ontario, Can., Atom. Energy Lim., Phys. Div.) Die bei der Reaktion  $Mg^{24}(p,\gamma)Al^{25}$  entstehende Gamma-Strahlung wurde mit einem NaJ(Tl)-Koinzidenz-Szintillationsspektrometer untersucht. Es wurde außer der Energie der Gamma-Strahlen deren Koinzidenzeigenschaften, ihre relativen Intensitäten und ihre Winkelverteilung gemessen. Bei der 222 keV-Resonanz, welche beim Beschuß von  $Mg^{24}$  mit Protonen auftritt, wurde eine  $2,05 \pm 0,02$  MeV-Gamma-Strahlung festgestellt, die zusammen mit einer  $0,454 \pm 0,005$  MeV-Gamma-Strahlung eine Kaskade bildet. Außerdem fand Vf. eine weitere Kaskade, deren Komponenten die Energien  $1,56 \pm 0,03$  und  $0,97 \pm 0,03$  MeV haben. Die Intensitäten der 2,05; 1,56 und 0,97 MeV-Strahlungen verhalten sich wie 100:14:5. Die 2,05 MeV-Gamma-Strahlung zeigt bei dickem Target eine Ausbeute von  $(1,0 \pm 0,5) \cdot 10^{-11} \gamma/p$  und hat eine isotrope Winkelverteilung bezüglich des Protonenstrahls. Die Halbwertsbreite der Resonanz ist kleiner als 2 keV. Das bei der 222 keV-Resonanz in  $Al^{25}$  gebildete Niveau hat eine Energie von  $2,50 \pm 0,02$  MeV und folgende möglichen Spin- und Paritätswerte:  $1/2^{\pm}$  oder  $3/2^{\pm}$ . Dabei ist die letztere Zuordnung die weniger wahrscheinliche. K. Mayer.

**10233 H. Ager-Hanssen, O. M. Lönsjö and R. Nordhagen.** *Gamma rays from excited levels in  $Al^{25}$ .* Phys. Rev. (2) **101**, 1779—1783, 1956, Nr. 6. (15. März.) (Blindern, Norw., U. iv. Oslo, Dep. Phys.) Zur Untersuchung der Gamma-Strahlen, die bei den Resonanzen der Reaktion  $Mg^{24}(p,\gamma)Al^{25}$  auftreten, wurden dünne Targets

aus natürlichem Magnesium mit Protonen bestrahlt. Die an den Resonanzstellen bei 222, 418 und 825 keV-Protonenenergie auftretende Gamma-Strahlung wurde mit einem NaJ(Tl)-Szintillationspektrometer unter Verwendung eines HUTCHINSON-SCARROTT-Vielkanaldiskriminators untersucht. Es wurde eine Reihe von Gamma-Strahlen gefunden, welche zu Übergängen gehören, die von folgenden angeregten Zuständen in  $\text{Al}^{25}$  ausgehen:  $3,08 \pm 0,03$ ;  $2,69 \pm 0,02$ ;  $2,50 \pm 0,06$ ;  $1,80 \pm 0,02$ ;  $0,95 \pm 0,08$ ;  $0,45 \pm 0,06$  MeV. Abschätzungen der Gamma-Intensitäten wurden zur Bestimmung von Spin und Paritätszuordnungen benutzt: Für das 2,69 MeV-Niveau in  $\text{Al}^{25}$  ergibt sich  $3/2^+$ , für das 2,50 MeV-Niveau  $1/2^+$ , für das 1,80 MeV-Niveau  $3/2^-$  und für das 0,95 MeV-Niveau  $3/2^+$ . Bei der 7 s-Positronenaktivität des  $\text{Al}^{25}$  wurde außer der Vernichtungs-Strahlung keine Gamma-Strahlung gefunden. K. Mayer.

**10234 G. K. Wertheim and R. V. Pound.** *Time-dependent directional correlation of 1.1-hr  $\text{Pb}^{204}$ .* Phys. Rev. (2) **102**, 185—189, 1956, Nr. 2. (1. Apr.) (Cambridge, Mass., Harvard Univ., Lyman Lab. Phys.) Die Wechselwirkung des Kernquadrupolmoments des 0,27  $\mu\text{s}$ -Niveaus von  $\text{Pb}^{204\text{m}}$  mit dem Gradienten des elektrostatischen Kristallfeldes (Tl), in welches die  $\text{Pb}^{204\text{m}}$ -Aktivität eingebaut war, äußert sich nach der Theorie in einer periodischen Abschwächung der Richtungskorrelation je zweier der auftretenden Gamma-Strahlen, wenn man die „verzögerte“ Richtungskorrelation als Funktion der Verzögerungszeit betrachtet. Das 68 min  $\text{Pb}^{204}$  wurde durch einen (p,2n)-Prozeß in metallischem, polykristallinem Thallium erzeugt. Um die Abschwächungskurve der Richtungskorrelationskoeffizienten zu ermitteln wurde die Anisotropie der Winkelverteilung zwischen dem Gamma-Strahl, der zum 0,27  $\mu\text{s}$ -Niveau führt, und je einem der Strahlen, die dem Zerfall dieses Niveaus folgen, als Funktion der bei der Bildung der Koinzidenzen benutzten Verzögerungszeit gemessen. Die Apparatur war vom Slow-fast-Typ und arbeitete mit NaJ(Tl)-Kristallen auf RCA 6342-Multipliern. Zur Bildung der schnellen Koinzidenzen wurden Kettenverstärker und 6BN6-Röhren als Koinzidenzstufen benutzt. Obwohl Diskrepanzen zwischen der beobachteten Abschwächungskurve und der theoretischen Funktion bestehen, konnte die Kopplungsfrequenz  $eQ(\partial^2 V/\partial z^2)/h$  aus den Meßresultaten auf etwa 12 MHz festgelegt werden. Messungen der Winkelkorrelation zwischen den prompten Gamma-Strahlen (371 und 895 keV), welche auf den Zerfall des 0,27  $\mu\text{s}$ -Niveaus folgen, unterstützen die von KROHN und RABOY gegebene Spinzuordnung von Spin 4 zu dem 0,27  $\mu\text{s}$ -Niveau und zeigen, daß der 371 keV-E2-Strahlung ein kleiner Anteil M3 beigemischt ist. — Es wurden mehrere Gamma-Strahlen gefunden, die mit dem K-Einfangprozeß in  $\text{Bi}^{204}$  (12 h) in prompter Koinzidenz auftreten. K. Mayer.

**10235 Richard A. Ferrell and William M. Visser.** *Theory of the  $0^+$  states of  $\text{O}^{16}$ .* Phys. Rev. (2) **102**, 450—452, 1956, Nr. 2. (15. Apr.) (College Park, Maryl., Univ.) Es wird gezeigt, daß man den  $0^+$ -Zustand bei 6,06 MeV in  $\text{O}^{16}$  unter dem Gesichtspunkt einer Ein-Teilchen-Anregung verstehen kann. Die große Anregungsenergie für ein einzelnes Teilchen, die bis jetzt einer solchen Erklärung im Wege stand, reduziert sich bei geeigneter Wahl einer Linearkombination von Schalenmodellkonfigurationen beträchtlich. Dieser Effekt beruht auf einer Konfigurationsresonanz, welche von der Entartung der Zustände und den großen Nicht-Diagonal-Matrixelementen herrührt. Die Schalenmodellkonfigurationen liefern gerade Parität für den angeregten Zustand, weil in ihnen nur die Radialfunktionen der 1s- und 1p-Nukleonen des Grundzustands ersetzt wurden durch diejenigen der 2s- und 2p-Zustände des zweiten Oszillatorniveaus. Es wird gezeigt, daß ein Zustand kollektiver Kompressions-Dilatationsschwingungen (breathing mode) eine besonders günstige solche Linearkombination darstellt. Das Ergebnis einer expliziten Berechnung zeigt, daß der Resonanzeffekt stark genug ist, um die

6,06 MeV-Anregung erklären zu können. Es wird darauf hingewiesen, daß man das 6,91 MeV-Niveau erklären kann unter der Annahme solcher Ein-Teilchen-Anregungen, denen sphäroidale Kollektivschwingungen entsprechen.

K. Mayer.

**10236 V. R. Potnis, V. S. Dubey and C. E. Mandeville.** *Angular correlation in Os<sup>188</sup>.* Phys. Rev. (2) **102**, 459—461, 1956, Nr. 2. (15. Apr.) (Swarthmore, Penn., The Franklin-Inst., Bartol Res. Found.) Es wurde das Gamma-Spektrum des 18 h Re<sup>188</sup> mit Hilfe von Szintillationszählern untersucht. Außer den bekannten Gamma-Linien wurden dabei zwei neue Gamma-Strahlen mit Energien von 1300 und 1770 keV entdeckt. Zur Bestimmung der Spinwerte des ersten und zweiten angeregten Niveaus in Os<sup>188</sup> wurden Winkelkorrelationsmessungen an der 480—150 keV-Kaskade durchgeführt, deren Ergebnis mit einem 2-2-0-Kaskadenzerfallsschema verträglich ist, bei dem die 480 keV-Strahlung aus einer Mischung von M1 und 99,56% E2 besteht.

K. Mayer.

**10237 J. N. Brazos and R. M. Steffen.** *Angular momenta and parities of the excited states of Cd<sup>114</sup>.* Phys. Rev. (2) **102**, 753—761, 1956, Nr. 3. (1. Mai.) (Lafayette, Ind., Purdue Univ., Dep. Phys.) Es wurden Winkelkorrelationsmessungen an der 772—556 keV-Gammakaskade von Cd<sup>114</sup> durchgeführt. Die Winkelkorrelation ohne polarisationssensitive Detektoren wurde sowohl mit differentieller als auch mit integraler Energieselektion gemessen. Die Übereinstimmung der Resultate beider Methoden ist befriedigend. Ein Vergleich mit der Theorie zeigt, daß der Kaskade reine Quadrupolstrahlungen und die Spinzuordnung 4, 2, 0 entsprechen. Um den eventuell störenden Einfluß des der Kaskade vorangehenden K-Einfangs und extranuklearer Felder auf die Winkelkorrelation zu unterbinden, wurden bei den Messungen Quellen in Form von flüssigem In-Metall benutzt. Vergleichsmessungen mit chemisch und physikalisch anders beschaffenen Quellen ergaben indessen das gleiche Resultat und zeigten somit, daß die Cd<sup>114</sup>-Kaskade von extranuklearen Feldern nicht gestört werden kann. Zum Nachweis der Gamma-Koinzidenzen wurde ein fast-slow-Szintillationskoinzidenzspektrometer benutzt, dessen Koinzidenzauflösezeit bei differentieller Energieselektion 10<sup>-7</sup> s betrug. — Außer diesen Messungen wurden auch Untersuchungen der Polarisationswinkelkorrelation mit integraler Energieselektion unternommen. Ein Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit der Theorie zeigt, daß eine reine 4<sup>+</sup>(E2)2<sup>+</sup>(E2)0<sup>+</sup>-Kaskade vorliegt. Hieraus ergibt sich, daß der K-Einfang in In<sup>114</sup> vom 50 d isomeren Zustand mit J = 5 ausgeht und nicht vom 72 s-Grundzustand mit J = 1. Untersuchungen der Gamma-Strahlung, die unmittelbar auf den 72 s-Beta-Zerfall folgt, unterstützen dieses Ergebnis. Es wird ein Zerfallsschema für In<sup>114</sup> vorgeschlagen.

K. Mayer.

**10238 R. M. Steffen and W. Zobel.** *Magnetic moment of the 247-kev excited state of Cd<sup>111</sup>.* Phys. Rev. (2) **103**, 126—133, 1956, Nr. 1. (1. Juli.) (Lafayette, Ind., Purdue Univ., Dep. Phys.) Es wurde das magnetische Moment des 247 keV-Zustands (I = 5/2) in Cd<sup>111</sup> auf Grund des Einflusses bestimmt, den ein äußeres Magnetfeld auf die Winkelkorrelation der Cd<sup>111</sup>-Gamma-Strahlen ausübt. Es wurden dabei zwei voneinander unabhängige Methoden benutzt: 1. Das magnetische Moment wurde aus der gemessenen Winkelkorrelations-Abschwächung der Cd<sup>111</sup>-Gamma-Gamma-Kaskade bestimmt, welche bei Einwirkung verschieden starker äußerer Felder auf flüssige Strahlungsquellen beobachtet wurde. Dabei wurden die Kernquadrupolwechselwirkungen mit den sich schnell ändernden elektrischen Feldgradienten in der Flüssigkeit bei der Berechnung von  $\mu_{5/2}$  berücksichtigt. Es ergab sich  $|\mu_{5/2}| = (0,80 \pm 0,04)$  nm. 2. Die zweite Methode, welche durch kleinere Quadrupolwechselwirkungen unbeeinflusst bleibt, benützt die azimutale Verschiebung der Winkelkorrelation um die H-Achse, welche durch die Größe des Magnetfelds H und das magnetische Moment bestimmt ist. Es ergab sich  $\mu_{5/2} = -(0,783 \pm 0,023)$  nm.

K. Mayer.



**10239 G. Igo and H. E. Wegner.** *Anomaly in energy level density measurements.* Phys. Rev. (2) **102**, 1364—1365, 1956, Nr. 5. (1. Juni.) (Upton, N. Y., Brookhaven Nat. Lab.) Die Abhängigkeit der Energieniveaudichte von der Anregungsenergie wurde im mittleren Energiegebiet auf Grund von Kernreaktionsdaten und Daten von inelastischen Streuprozessen, sowie aus Messungen von Anregungsfunktionen von Kernreaktionen mit Neutronenemission abgeleitet. Die experimentellen Daten wurden dabei unter Zugrundelegung des statistischen Modells für Kernreaktionen behandelt. Für die Niveaudichte wurde die FERMI-Gas-Formel benutzt:  $\omega(E) = C \exp\{[aE]^{1/2}\}$ , wobei C und a Konstanten bedeuten. Die Größe a, welche auf Grund der Analyse gewonnen wurde, zeigt in Abhängigkeit von A ein merkwürdiges, vom Gesichtspunkt der statistischen Theorie abnormales Verhalten. Dieses Verhalten zeigt sich darin, daß die a-Werte, welche aus der Analyse der Gamma-, Neutronen- und geladenen Teilchen-Anregungsfunktionen sowie aus einem 40 MeV-( $\alpha, p$ )-Experiment gewonnen wurden, im großen Ganzen unabhängig von A sind und daher für großes A unnormal klein werden. Diese a-Werte liegen etwa bei  $a = 8 \text{ MeV}^{-1}$ . Dies steht in Widerspruch zum FERMI-Gas mit  $a = \text{const} \cdot (A)$ . Auf der anderen Seite zeigen die a-Werte, welche auf Grund einiger Reaktionsdaten und Daten von inelastischen Streuprozessen gewonnen wurden, Übereinstimmung mit dem erwarteten Verhalten  $a = \text{const} \cdot (A)$ . Der Einfluß von Prozessen, die nicht über einen Kompoundkern von stattem gehen, wird im Hinblick auf die gegebene Analyse diskutiert. K. Mayer.

**10240 G. S. Stanford and G. F. Pieper.** *Excited states of  $S^{34}$ .* Phys. Rev. (2) **103**, 637—642, 1956, Nr. 3. (1. Aug.) (New Haven, Conn., Yale Univ., Sloane Phys. Lab.) Es wurde der Zerfall des zweiten angeregten Zustands von  $S^{34}$  mit Hilfe einer Schnell-Langsam-Koinzidenztechnik und NaJ(Tl)-Szintillationspektrometern untersucht. Dabei wurde das Gamma-Spektrum in Koinzidenz mit der entsprechenden Protonengruppe aus der Reaktion  $P^{31}(\alpha, p)S^{34}$  untersucht. Zum Nachweis der Protonenenergie diente ein dünner NaJ(Tl)-Szintillationskristall. Indem man das beobachtete Intensitätsverhältnis von Kaskaden- zu Cross-over-Übergängen mit demjenigen aus den WEISSKOPF-Formeln für die Lebensdauern verglich, konnte die Anzahl der möglichen Spin- und Paritätskombinationen für die ersten beiden angeregten Zustände eingeschränkt werden. Wenn man die Ergebnisse der Beta-Zerfallsuntersuchungen berücksichtigt, so erhält man für diese ersten angeregten Niveaus  $2^+$ . Für den Grundzustand wird dabei  $0^+$  angenommen. Aus Messungen der Energien der niederen angeregten Niveaus wird geschlossen, daß Niveaus bei folgenden Energien vorliegen:  $2,13 \pm 0,02$ ,  $3,33 \pm 0,05$ ,  $4,32 \pm 0,08$ ,  $4,8 \pm 0,1 \text{ MeV}$ . K. Mayer.

**10241 G. L. Griffith.** *First excited states in  $Zr^{92}$  and  $Zr^{94}$ .* Phys. Rev. (2) **103**, 643—645, 1956, Nr. 3. (1. Aug.) (Pittsburgh, Penn., Westinghouse Res. Lab.) Es wurden schnelle Neutronen an Zr-Targets inelastisch gestreut und die dabei auftretende Gamma-Strahlung mit einem NaJ(Tl)-Szintillationszähler untersucht. Dabei wurden nahezu isotonenreine  $Zr^{90}$ ,  $Zr^{91}$ ,  $Zr^{92}$  und  $Zr^{94}$ -Targets benutzt. Vff. konnten zeigen, daß der  $(926 \pm 9) \text{ keV}$ -Gamma-Photopeak, der bei natürlichem Zr beobachtet wird, durch zwei Gamma-Strahlen zustande kommt, die sich um weniger als 2,5% in ihrer Energie unterscheiden und von denen der eine dem  $Zr^{92}$ , der andere dem  $Zr^{94}$  zugeordnet werden muß. Hieraus wird geschlossen, daß in diesen beiden Isotopen der erste angeregte Zustand bei etwa 926 keV liegt. Es wurden relative Anregungsfunktionen für die Gamma-Erzeugung durch inelastische Neutronenstreuung von der Schwelle bis  $E_n = 5,5 \text{ MeV}$  für die 850 keV-Gamma-Strahlung von  $Fe^{56}$  und die 926 keV-Gamma-Strahlung von  $Zr^{92} + Zr^{94}$  gemessen. K. Mayer.

**10242 D. F. Coleman.** *Angular correlations in  $Ti^{48}$ .* Phys. Rev. (2) **103**, 647—651, 1956, Nr. 3. (1. Aug.) (Harwell, Berkshire, Engl., Atomic Energy Res. Est.) Es

wurden die bei der (0,99; 1,32) MeV- und der (2,23; 0,99) MeV-Gamma-Kaskade von  $Ti^{48}$  auftretenden Winkelkorrelationen gemessen. Die Resultate stehen in Übereinstimmung mit den Spinzustandungen 0, 2, 4 und 4 für den Grundzustand und die Niveaus bei 0,99, 2,31 und 3,22 MeV. Die gemessenen Polarisationswinkelkorrelationen für die (0,99; 1,32) MeV-Kaskade gestatten den Schluß, daß die ersten drei  $Ti^{48}$ -Niveaus alle gerade Parität haben. Für die mittlere Lebensdauer des 0,99 MeV-Niveaus fand Vf. eine Zeit von  $2 \cdot 10^{-11}$  s. Die Winkelkorrelations- bzw. Polarisationsmessungen wurden mit einem Schnell-Langsam-Koinzidenzspektrometer bzw. mit einem Szintillations-COMPTON-Polarimeter durchgeführt, deren schnelle Koinzidenzstufen eine Auflösezeit von  $2\tau = 2 \cdot 10^{-8}$  s besaßen.

K. Mayer.

**10243 Jerry B. Marion.** *Excited states in  $B^{10}$ .* Phys. Rev. (2) **103**, 713—717, 1956, Nr. 3. (1. Aug.) (Pasadena, Calif., Inst. Technol., Kellogg Radiat. Lab.) Es wurden die Energieniveaus von  $B^{10}$  durch Beobachtung der Neutronen aus der Reaktion  $Be^9(p,n)B^9$  sowie der Gamma-Strahlen aus der Reaktion  $Be^9(p,\alpha\gamma)Li^6$  im Bereich der Protonenenergien von  $2 \leq E_p \leq 5$  MeV untersucht. Bei  $E_p = 2,562 \pm 0,006$  MeV zeigen sowohl die Neutronen als auch die Gamma-Strahlen eine Resonanz an, die jeweils als Einzelniveau-Resonanzen erklärt werden können. Die Breite des durch die Gamma-Strahlen angezeigten Resonanzniveaus ist  $(38 \pm 3)$  keV; die durch Neutronen festgestellte Resonanzbreite beträgt  $(85 \pm 10)$  keV. Diese Ergebnisse werden durch die Annahme zweier energetisch dicht beieinander liegender  $B^{10}$ -Zustände interpretiert, die wahrscheinlich als analoge Zustände zu den 7,37- und 7,54 MeV-Niveaus in  $Be^{10}$  aufgefaßt werden müssen. Die reduzierten Breiten für die  $B^{10}$ -Zustände stehen in guter Übereinstimmung mit denen der analogen  $Be^{10}$ -Zustände — was bei Annahme der Ladungsunabhängigkeit der Kernkräfte zu erwarten ist —, wenn man für die Neutronen- bzw. Gamma-Resonanzen  $J = 3^+ T = 1$  bzw.  $J = 2^+ T = 1$  annimmt. Aus einer breiten Resonanz in der Neutronenausbeute in der Umgebung von 3,2 MeV bei  $\Theta = 90^\circ$  wird auf ein breites Niveau ( $\Gamma \simeq 0,7$  MeV) bei 9,5 MeV geschlossen. — Es wurden Winkelverteilungen der Neutronen gemessen. Außerdem wurden totale Wirkungsquerschnitte bei Protonenenergien von 2,56, 2,92, 3,06, 3,56 und 4,56 MeV bestimmt.

K. Mayer.

**10244 Kenzo Sugimoto and Akira Mizobuchi.** *Magnetic moment of the second excited state of  $F^{19}$ .* Phys. Rev. (2) **103**, 739—740, 1956, Nr. 3. (1. Aug.) (Osaka, Japan, Univ., Fac. Sci., Lab. Nucl. Stud.) Es wurde das magnetische Moment des zweiten angeregten Zustands (200 keV) von  $F^{19}$  aus der Veränderung der p, $\gamma$ -Winkelkorrelation der  $F^{19}(p,p')$ -Reaktion bestimmt, welche durch Einwirkung eines Magnetfeldes auftritt. Die einfallenden Protonen (1,38 MeV) wurden von einem elektrostatischen Beschleuniger geliefert. Die Gamma-Strahlung wurde mit einem NaJ(Tl)-Szintillationsspektrometer nachgewiesen. Es wurden Winkelverteilungen bei Magnetfeldstärken von 0,  $\pm 425$ ,  $\pm 750$ ,  $\pm 1200$ , und  $\pm 1700$  Gauß gemessen. Die LARMOR-Präzession der angeregten  $F^{19}$ -Kerne im Magnetfeld bewirkt eine Rotationsverschiebung der Winkelverteilung. Aus der Größe der Verschiebung in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke erhielten Vf.  $\mu(F^{19*}; 5/2^+) = (3,0 \pm 0,7) \mu_n$ . Dabei sind allerdings die Einflüsse der Umgebungstatome nicht berücksichtigt. Falls man sie in Rechnung setzt, stellt der angegebene Wert eine untere Grenze für das magnetische Moment dar.

K. Mayer.

**10245 G. Scharff-Goldhaber.** *Regularities in the level schemes of heavy even-even nuclei.* Phys. Rev. (2) **103**, 837—838, 1956, Nr. 3. (1. Aug.) (Upton, N. Y., Brookhaven Nat. Lab.) Es wird eine Übersicht über die Energien der ersten angeregten Zustände von g-g-Kernen mit  $Z > 82$  und  $N \geq 126$  als Funktion

von  $Z$  gegeben. Dabei zeigt sich, daß die Anregungsenergie  $E_1$  stark abnimmt mit anwachsendem  $Z$ , und zwar hängt  $E_1$  empfindlicher von der Protonenzahl als von der Neutronenzahl im Kern ab. Vf. untersucht, ob, analog zu dem Übergangsgebiet im Charakter der Niveauschemata von  $g$ - $g$ -Kernen bei  $N = 88$  bis  $N = 90$ , auch in dem oben gekennzeichneten  $g$ - $g$ -Kerngebiet ein solcher — diesmal aber  $Z$ -abhängiger — Übergang vorliegt, der modellmäßig durch eine starke Kerndeformationsänderung bei Erreichung eines bestimmten  $Z$ -Gebiets beschrieben werden könnte und daher einen Übergang von  $E_1$ -Anregungen im „near harmonic“-Gebiet zu reinen Kollektiv-Rotationszuständen bedeuten würde. Vf. findet die Annahme eines solchen Übergangs bestätigt und gibt die Grenze des Rotationsgebiets mit  $Z \leq 88$  an. — Die Abhängigkeit des Übergangs von der Protonenzahl wird durch die Entdeckung eines zweiten angeregten Niveaus bei 448 keV in  $\text{Em}^{222}$  unterstützt. Das  $E_2/E_1$ -Verhältnis von 2,38 läßt zu, daß man den Kern  $\text{Em}^{222}$  noch zu dem „near-harmonic“-Gebiet bezüglich seiner (kollektiven) Anregungszustände rechnet. Aus weiteren experimentellen Daten geht hervor, daß das Übergangsgebiet bei schweren Kernen bei  $Z = 86$  bis 88 liegt. K. Mayer.

**10246 G. Harbottle, M. McKeown and G. Scharff-Goldhaber.** *Disintegration scheme of  $\text{Ra}^{226}$  (1620 yr).* Phys. Rev. (2) **103**, 1776—1777, 1956, Nr. 6. (15. Sept.) (Upton, N. Y., Brookhaven Nat. Lab.) Es wurden die angeregten Zustände von  $\text{Em}^{222}$  untersucht, um neues Material zur Feststellung von Regularitäten in den Niveaueigenschaften schwerer  $g$ - $g$ -Kerne zu gewinnen. Gemessen wurde die beim Zerfall eines chemisch abgetrennten, reinen Ra-Präparats entstehende Gamma-Strahlung. Die Ra-Quelle war zwischen zwei NaJ(Tl)-Szintillationszählern angeordnet, welche neben der Energiemessung auch die Feststellung von Gamma-Gamma-Koinzidenzen gestatteten. Es wurde gezeigt, daß  $\text{Em}^{222}$  ein zweites angeregtes Niveau bei 448 keV vom Typ  $2^+$ ,  $4^+$  oder  $0^+$  besitzt. Dieses Resultat gründet sich auf die Feststellung einer schwachen Gamma-Strahlung von 260 keV im  $\text{Ra}^{226}$ -Spektrum, welche schon früher von STEPHENS in Koinzidenz mit  $\text{Ra}^{226}$  Alpha-Strahlen gefunden worden war. Es ergab sich außerdem, daß die Strahlung in Koinzidenz mit dem bekannten 188 keV-Übergang auftritt, der von dem ersten ( $2^+$ )-angeregten Zustand in den Grundzustand führt. Das Intensitätsverhältnis ist  $I_{260}:I_{188} = 1:400$ . Aus diesem Verhältnis und dem bekannten Wert von 5,7% für den Alpha-Übergang zum 188 keV-Zustand ergibt sich die Intensität des Alpha-Übergangs zum 448 keV-Niveau zu  $\cong 0,01\%$ . K. Mayer.

**10247 P. M. Endt, C. H. Paris, A. Sperduto and W. W. Buechner.** *Nuclear levels in  $\text{S}^{32}$ ,  $\text{S}^{34}$ ,  $\text{Cl}^{35}$  and  $\text{Cl}^{37}$ .* Phys. Rev. (2) **103**, 961—964, 1956, Nr. 4. (15. Aug.) (Utrecht, Nederl., Rijksuniv., Phys. Lab.; Cambridge, Mass., Inst. Technol., Phys. Dep. Lab. Nucl. Sci.) Es wurden  $\text{BaCl}_2$ -Targets mit 7,04 MeV-Protonen eines elektrostatischen Generators beschossen. Die geladenen Reaktionsprodukte (Alpha-Teilchen, elastisch und inelastisch gestreute Protonen) wurden unter  $90^\circ$  und  $130^\circ$  zum Protonenstrahl mit einem hochauflösenden Magnetspektrometer untersucht. Es wurden folgende Grundzustandsübergänge gemessen:  $\text{Cl}^{36}(p,\alpha)\text{S}^{32}$ ,  $Q = 1,863 \pm 0,008$  MeV;  $\text{Cl}^{37}(p,\alpha)\text{S}^{34}$ ,  $Q = 3,026 \pm 0,008$  MeV. In  $\text{S}^{32}$  wurden Niveaus gefunden bei 2,237, 3,780, 4,287, 4,465 und 4,698 MeV. In  $\text{S}^{34}$  fanden Vf. Niveaus bei 2,127, 3,302, 3,915, 4,073, 4,114, 4,621, 4,685 und 4,876 MeV. In  $\text{Cl}^{35}$  liegen Niveaus bei 1,221, 1,763, 2,645, 2,695, 3,006, (3,165), 4,058, 4,113 und 4,174 MeV und in  $\text{Cl}^{37}$  bei 0,838, 1,728, (3,087) und (3,105) MeV. K. Mayer.

**10248 C. K. Bockelman, A. Leveque and W. W. Buechner.** *Energy levels of  $\text{Be}^9$ .* Phys. Rev. (2) **104**, 456—460, 1956, Nr. 2. (15. Okt.) (Cambridge, Mass., Inst. Technol., Dep. Phys. Lab. Nucl. Sci.) Mit Hilfe von Magnetspektrographen und einer photographischen Registriermethode wurden die Alpha- bzw. Protonengruppen untersucht, welche beim Deuteronenbeschuß von Bor bzw. beim



Protonenbeschuß von Beryllium auftraten. Die Protonen wurden im elektrostatischen MIT-ORN-Generator beschleunigt. Mit dem Nachweis von  $\text{Be}^9$ -Niveaus bei 2,43 und 3,04 MeV wurden die Resultate früherer Arbeiten bestätigt. Auf Grund der Energie der Kante (Q-Wert =  $-1,664$  MeV) einer breiten Streuprotonenverteilung muß angenommen werden, daß diese inelastisch gestreuten Protonen aus einer Drei-Körper-Reaktion herstammen; die Gestalt der Kante weist auf den Einfluß der  $\text{Be}^8$ -n Wechselwirkung hin. K. Mayer.

**10249 L. L. Goldin, G. I. Novikova and E. F. Tretyakov.** *Highly excited rotational states of some nuclei. Intensity of  $\alpha$  decay to rotational excited levels.* Phys. Rev. (2) **103**, 1004—1008, 1956, Nr. 4. (15. Aug.) (Moscow, U.S.S.R., Acad. Sci.) Mit Hilfe eines Präzisions-Alpha-Magnetspektrometers wurden die Alpha-Spektren von  $\text{Pu}^{240}$  und  $\text{U}^{233}$  untersucht. Für die Intensität der  $\text{Pu}^{240}$ -Alpha-Linie, welche zu dem Übergang in das  $4^+$ -Niveau des Tochterkerns  $\text{U}^{236}$  gehört, fanden Vff. den Wert  $(8,5 \pm 1,5) \cdot 10^{-4}$ . Im Alpha-Spektrum von  $\text{U}^{233}$  wurden neue Linien entdeckt, welche zu Niveaus bei 164 keV ( $0,07 \pm 0,04\%$ ) und 237 keV ( $0,04 \pm 0,02\%$ ) gehören. Vff. konnten damit die noch fehlenden Glieder in der Niveaufolge der Rotationsniveaus von  $\text{Th}^{229}$  finden, die vom Grundzustand mit Spin  $5/2$  bis zu dem Niveau mit Spin  $15/2$  reicht und von der jedes Niveau durch Alpha-Zerfall von  $\text{U}^{233}$  aus erreicht wird. In die Diskussion der Alpha-Übergangswahrscheinlichkeiten zu den einzelnen Rotationsniveaus eines Kerns, wurden frühere Resultate über den Alpha-Zerfall von  $\text{Am}^{241}$  (Niveaus zwischen  $5/2$  und  $13/2$ ) mit einbezogen. Die Alpha-Intensitäten wurden mit den verfügbaren theoretischen Formeln verglichen. K. Mayer.

**10250 Jack M. Hollander.** *First excited states of heavy even-even nuclei.* Phys. Rev. (2) **103**, 1590—1591, 1956, Nr. 5. (1. Sept.) (Berkeley, Calif., Univ., Dep. Chem., Rad. Lab.) Vff. gibt eine Zusammenstellung der Ergebnisse von Energiepräzisionsmessungen für die ersten angeregten Niveaus einer Reihe von U-, Pu- und Cm-Isotopen. Die meisten Energien wurden aus Elektronenkonversionspektren gewonnen, die mit Hilfe von Permanentmagnet-Beta-Spektrographen aufgenommen worden waren. Obwohl die Zusammenstellung noch Lücken hat, zeigt sich doch, daß die Energien der ersten angeregten Zustände nicht monoton mit N oder A abnehmen, sondern große Abweichungen vom mittleren Energiewert ( $\approx 44$  keV) zeigen. Die U- und Pu-Kurven zeigen ein Minimum, wenn man die Anregungsenergie als Funktion von N aufträgt. Die Abhängigkeit der Anregungsenergie von der Neutronenzahl N gestattet Schlüsse auf die Deformationsänderungen, die sich durch Hinzunahme weiterer Nukleonenpaare zu einem schon deformierten Kern ergeben. K. Mayer.

**10251 J. M. Cork, M. K. Brice, L. C. Schmid and R. G. Helmer.** *Nuclear levels in  $\text{Dy}^{161}$ .* Phys. Rev. (2) **104**, 481—483, 1956, Nr. 2. (15. Okt.) (Ann Arbor, Mich., Univ.) Es wurde angereichertes  $\text{Gd}^{160}$  (95,4 %) im Argonne-Schwer-Wasser-Reaktor bestrahlt. Das dabei durch Neutroneneinfang gebildete  $\text{Gd}^{161}$  zerfällt durch Beta- und Gamma-Emission mit einer Halbwertszeit von 3,7 min in radioaktives  $\text{Tb}^{161}$ . Es ergab sich, daß  $\text{Tb}^{161}$  mit einer Halbwertszeit von 7,15 Tagen zerfällt und dabei Beta- und Gamma-Strahlen aussendet. Die Untersuchung des Beta-Zerfalls von  $\text{Tb}^{161}$  nach  $\text{Dy}^{161}$  wurde mit einem doppeltfokussierenden Magnetspektrometer durchgeführt. Die Gamma-Energien wurden aus den Konversionselektronendaten errechnet, welche aus Messungen mit Magnetspektrometern gewonnen wurden. Gamma-Gamma-Koinzidenzen wurden mit Szintillationskoinzidenzspektrometern festgestellt. In  $\text{Dy}^{161}$  wurden insgesamt sieben Gamma-Strahlen gefunden, die alle konvertiert sind und folgende Energien besitzen: 25,6; 27,7; 48,9; 57,3; 74,8; 78,3 und 106,2 keV. Diese Energien passen in ein Zerfallsschema, das Niveaus bei 25,6; 74,8; 103,9 und 132,0 keV besitzt.

Die Gamma-Gamma-Koinzidenzdaten unterstützen das vorgeschlagene Schema. Das Beta-Spektrum scheint komplexer Natur zu sein und aus drei Komponenten zu bestehen mit Endpunktenergien von 531, 447, und 405 keV, relativen Intensitäten von 68 %, 22 % und 10 % und log ft-Werten von 6,7, 6,9 und 7,2.

K. Mayer.

**10252 V. R. Potnis.** *Nuclear energy levels of Os<sup>188</sup>.* Phys. Rev. (2) **104**, 722—727, 1956, Nr. 3. (1. Nov.) (Swarthmore, Penn., Franklin Inst., Bartol Res. Found.) Mit Hilfe von NaJ(Tl)-Szintillationszählern und einem dünnlinsigen Magnet-spektrometer wurden die Beta- und Gamma-Strahlungen beim Zerfall des <sup>188</sup>Re untersucht. Die <sup>188</sup>Re-Aktivität wurde aus angereichertem <sup>187</sup>Re (98,22 %) durch Beschuß mit langsamen Neutronen im Reaktor hergestellt. 79 % aller Beta-Übergänge führen direkt in den Grundzustand, 20 % in den ersten angeregten Zustand bei 155 keV und 1 % in die anderen angeregten Zustände von <sup>188</sup>Os. Die in den Grundzustand und ersten angeregten Zustand führenden Beta-Übergänge sind einfach verboten. Es wurden 13 Gamma-Strahlen gefunden. Zur Aufklärung des Zerfallsschemas wurden Gamma-Gamma-Koinzidenzexperimente durchgeführt. Der K-Konversionskoeffizient der 155 keV-Gamma-Strahlung ergibt sich aus Messungen mit dem Beta-Spektrometer zu 0,29 ± 0,03, was gut mit der Annahme von E2-Strahlung für diesen Kern übereinstimmt. Das K/L-Verhältnis spricht ebenfalls für E2-Strahlung. Es wurden keine Konversionselektronen der 478 keV-Gamma-Strahlung gefunden, woraus geschlossen werden kann, daß die Strahlung hauptsächlich E2-Charakter mit einer kleinen M1-Beimischung besitzt. Auf Grund der experimentellen Daten wird ein Zerfallsschema vorgeschlagen.

K. Mayer.

**10253 A. G. Rubin, F. Ajzenberg-Selove and Hans Mark.** *Energy levels of Si<sup>28</sup>.* Phys. Rev. (2) **104**, 727—730, 1956, Nr. 3. (1. Nov.) (Boston, Mass., Univ.; Cambridge, Mass., Inst. Technol.) Es wurde das Neutronenspektrum der <sup>27</sup>Al(d,n)<sup>28</sup>Si-Reaktion bei acht Winkeln mit Hilfe von Kernemulsionen untersucht. Die Deuteronen hatten eine Energie von  $2,167 \pm 0,015$  MeV und stammten aus einem VAN DE GRAAFF-Generator. Aus den experimentellen Daten ergibt sich, daß <sup>28</sup>Si angeregte Niveaus bei folgenden Energien (in MeV) besitzt:  $1,78 \pm 0,10$ ,  $4,54 \pm 0,2$ ,  $4,95 \pm 0,2$ ,  $6,24 \pm 0,06$ ,  $6,88 \pm 0,06$ ,  $7,39 \pm 0,06$ ,  $7,89 \pm 0,06$ ,  $8,31 \pm 0,10$ ,  $8,57 \pm 0,08$ ,  $9,37 \pm 0,04$ ,  $10,00 \pm 0,10$ ,  $10,25 \pm 0,06$ .

K. Mayer.

**10254 E. N. Hatch, F. Boehm, P. Marmier and J. W. M. DuMond.** *Rotational and intrinsic levels in Tm<sup>169</sup> and Lu<sup>175</sup>.* Phys. Rev. (2) **104**, 745—752, 1956, Nr. 3. (1. Nov.) (Pasadena, Calif., Inst. Technol.) Die Niveaus von Tm<sup>169</sup>, welche beim Elektroneneinfang von Yb<sup>169</sup> angeregt werden, sowie die Niveaus in La<sup>176</sup>, welche durch Beta-Zerfall von Yb<sup>176</sup> und Elektroneneinfang von Hf<sup>176</sup> erreicht werden, wurden mit Hilfe eines Kristall-Gamma-Spektrometers, eines ringfokussierenden Beta-Spektrometers und eines 180°-Beta-Spektrometers für kleine Energien, untersucht. Aus den Energiepräzisionsmessungen und Multipolaritätsbestimmungen ergaben sich folgende Energien (in keV), Spins und Paritäten für die Niveaus in Tm<sup>169</sup>: A (Grundzustand) (1/2<sup>+</sup>), B 8,42 (3/2<sup>+</sup>), C 118,20 (5/2<sup>+</sup>), D 138,95 (7/2<sup>+</sup>), E 316,19 (7/2<sup>+</sup>), F 379,31 (7/2<sup>-</sup>), G 472,91 (9/2<sup>-</sup>). Die Niveaus A, B, C und D gehören zu einer Folge von Kernrotationsniveaus, deren charakteristische Konstanten angegeben werden. Die Niveaus E und F werden als Ein-Teilchen-Anregungen interpretiert. Niveau G wird als Rotationsniveau angesehen, mit dem F-Niveau als Basis. Die Lu<sup>175</sup>-Zustände haben folgende Energien (in keV), Spins und Paritäten: A (Grundzustand) (7/2<sup>+</sup>), B 113,81 (9/2<sup>+</sup>), C 251,46 (11/2<sup>+</sup>), D 343,40 (5/2<sup>+</sup>), E 396,3 (9/2<sup>-</sup>), F 432,76 (7/2<sup>+</sup>), G 504,7 (1/2<sup>+</sup>). A, B und C bilden eine Rotationsniveaufolge, deren charakteristische Konstanten angegeben

werden. Es wurden einige Eigenschaften der Niveaus und Übergangswahrscheinlichkeiten diskutiert und mit dem BOHR-MOTTESON-Modell des Kerns verglichen.  
K. Mayer.

**10255 W. G. Read and R. W. Krone.** *Spin and parity of the first excited state of Na<sup>23</sup>.* Phys. Rev. (2) **104**, 1018—1020, 1956, Nr. 4. (15. Nov.) (Lawrence, Kans., Univ., Dep. Phys.) Es wurde die Winkelverteilung der 440 keV-Gamma-Strahlung gemessen, welche bei der Reaktion Na<sup>23</sup>(p,p'γ)Na<sup>23</sup> auftritt. Die Protonenenergie betrug 1,288 und 1,460 MeV. Die experimentelle Methode war gegenüber der früher von PROSSER et al. beschriebenen durch Verwendung eines Zehnkanalediskriminators für die Datenregistrierung des beweglichen Detektors verbessert worden. Die Messungen der Winkelverteilung ergaben eine deutliche Anisotropie. Es kann daher die Spinzunordnung 1/2 für den ersten angeregten Zustand von Na<sup>23</sup> ausgeschlossen werden. Im übrigen lassen die experimentellen Resultate keine eindeutigen Schlüsse bezüglich der Spinzunordnung zu. Es ist jedoch wahrscheinlich, daß die Zuordnung 5/2<sup>+</sup> zutreffend ist.  
K. Mayer.

**10256 L. L. Lee jr. and F. P. Mooring.** *Low-lying T = 0 levels in P<sup>30</sup>.* Phys. Rev. (2) **104**, 1342—1343, 1956, Nr. 5. (1. Dez.) (Lemont, Ill., Argonne Nat. Lab.) Zur Untersuchung der S<sup>32</sup>(d,α)P<sup>30</sup>-Reaktion wurden dünne Targets aus FeS, SnS und CdS mit Deuteronen eines elektrostatischen Generators bei Energien von 1,6 bis 2,9 MeV beschossen. Die Alpha-Teilchengruppen wurden unter 63° und 90° relativ zur Deuteroneneinfallsrichtung mit Hilfe eines doppeltfokussierenden Magnetspektrometers untersucht. Der Grundzustands-Q-Wert wurde zu 4,831 ± 0,013 MeV bestimmt. Angeregte Zustände wurden bei 0,693, 1,440 und 1,97 MeV gefunden. Unter der Voraussetzung, daß bei der (d,α)-Reaktion der Isotopenspin erhalten bleibt, kann aus der etwa vergleichbaren Intensität des Grundzustandsübergangs und des Übergangs zum 0,693-MeV-Niveau geschlossen werden, daß das angeregte Niveau den Isotopenspin T = 0 hat.  
K. Mayer.

**10257 E. A. Wolicki, L. W. Fagg and E. H. Geer.** *Coulomb excitation of bromine and rhenium.* Phys. Rev. (2) **105**, 238—240, 1957, Nr. 1. (1. Jan.) (Washington, D. C., Nav. Res. Lab.) Mit Protonen von 2 bis 4 MeV und α-Teilchen wurden angereicherte Isotope von Brom und Rhenium durch COULOMB-Anregung untersucht. Die γ-Strahlung wurde mit einem NaJ-Szintillationsspektrometer analysiert. Folgende Linien wurden beobachtet: Br<sup>79</sup> 219 keV, Br<sup>81</sup> 278 keV, Re<sup>185</sup> 126, 160 und 286 keV, Re<sup>187</sup> 135, 168 und 303 keV. Auf Grund von Koinzidenzmessungen werden Niveauschemata festgelegt. Die Intensitätsverhältnisse von Kaskaden- zu „Cross-over“-Übergängen wurden bei den Rhenium-Isotopen und bei Ta<sup>181</sup> bestimmt.  
R. Bock.

**10258 Joan M. Freeman.** *The excitation of a 2.79 MeV level in <sup>19</sup>F by inelastic neutron scattering.* Phil. Mag. (8) **2**, 628—634, 1957, Nr. 17. (Mai.) (Harwell, Atomic Energy Res. Est.) 3,56 MeV-Neutronen wurden an einem Teflon- und an einem Kohlenstoffring inelastisch gestreut und die unter Winkeln zwischen 45° und 125° emittierte γ-Strahlung mit einem NaJ-Kristall und einem Mehrkanalanalysator untersucht. Die Differenz der Spektren ergibt das von der inelastischen Streuung an Fluor herrührende γ-Spektrum, das ein Maximum bei 2,594 MeV hat. Dieses wird einem Niveau bei 2,791 ± 0,015 MeV zugeordnet, von wo ein Übergang in den zweiten angeregten Zustand bei 197 keV erfolgt. Der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung der γ-Strahlung wurde durch Berechnung der Ansprechwahrscheinlichkeit des NaJ-Kristalls, durch Vergleich mit einer RdTh-Quelle von bekannter Stärke (2,615 MeV) und durch Vergleich mit der Ausbeute der 1,36 MeV-γ-Strahlung, die bei inelastischer Streuung in das 1,56- und in das 1,47 MeV-Niveau auftritt, als Funktion der Neutronenenergie bestimmt. Der langsame Anstieg dieser Kurve für die ersten 300 keV oberhalb des Schwellen-



wertes deutet auf einen großen Unterschied zwischen den Spins des Grundzustandes und des 2,79 MeV-Niveaus hin. Die Meßergebnisse werden mit Rechnungen nach dem FESHBACH-HAUSER-Modell für verschiedene Spinwerte verglichen, jedoch können Rechnung und Experiment nicht aneinander angepaßt werden. Versuchsweise wird dem 2,79 MeV-Niveau der Spin  $7/2$  oder  $9/2$  zugeordnet.  
Röbert.

**10259 M. C. Joshi and B. V. Thosar.** *Conveyor belt method for studying short lived activities:  $Ag^{108}$ ,  $Ag^{110}$  and  $In^{116}$ .* Proc. Indian Acad. Sci. (A) **43**, 255—264, 1956, Nr. 5. (Mai.) (Bombay, Tata Inst. Fundam. Res.) Vff. beschreiben eine Methode zur Untersuchung der Zerfallsschemata kurzlebiger Stoffe, die sich im Bereich von Halbwertszeiten zwischen etwa einer Stunde und einigen Minuten anwenden läßt. Dabei wird das Target über ein endloses umlaufendes Transportband verteilt. An einer Stelle wird die Probe ständig bestrahlt und an einer anderen die entstandene Aktivität untersucht. Zwischen beiden Stellen können ausreichende Abschirmungen angebracht werden. Am Meßort stellt sich bei gleichbleibender Bestrahlung ein Gleichgewicht der Aktivität ein, deren Stärke von der Umlaufgeschwindigkeit des Transportbandes abhängt. Der 22 s-Zerfall des  $Ag^{110}$  und der 2,3 min-Zerfall des  $Ag^{108}$  wurden nach dieser Methode untersucht. Die Maximalenergien der  $\beta$ -Spektren wurden dabei aus Absorptionskurven und die Energien der  $\gamma$ -Linien mit Hilfe eines Szintillations-Spektrometers gewonnen. Am Beispiel des Silbers wird gezeigt, daß beim gleichzeitigen Auftreten zweier kurzlebiger Aktivitäten diejenige mit der kürzeren Halbwertszeit durch Verlangsamung der Transportgeschwindigkeit hinreichend ausgefiltert werden kann.

H. M. Weiß.

**10260 Kiichi Kimura, Isao Kumabe, Kozo Miyake, Hiroshi Ogata and Kyolchi Miyasita.** *The reaction  $O^{16}(n, \alpha)C^{13}$ .* J. phys. Soc. Japan **11**, 1211—1220, 1956, Nr. 12. (Dez.) (Univ. Kyoto, Fac. Sci., Dep. Phys.) Die Anregungszustände des  $O^{17}$ -Kernes werden aus der  $O^{16}(n, \alpha)C^{13}$ -Reaktion ermittelt. Eine sauerstoffgefüllte Ionisationskammer wird mit schwach gebremsten Li-D-Neutronen bestrahlt und das auftretende Impulsspektrum analysiert. Es treten 18 Resonanzmaxima auf, die ebensovielen Anregungsniveaus von  $O^{17}$  im Energieintervall von 6,89 bis 9,66 MeV entsprechen. Das Ergebnis wird mit den Arbeiten anderer Autoren verglichen.

H. D. Schulz.

**10261 L. L. Goldin, G. I. Nowikowa and J. F. Tretjakow.** *Höhere Rotationszustände einiger Kerne. Intensität des  $\alpha$ -Zerfalles in angeregten Rotationszuständen.* Bull. Acad. Sci. U.R.S.S. Sér. Phys. (russ.) **20**, 868—874, 1956, Nr. 8. (Aug.) (Orig. russ.)

**10262 N. N. Deljagin, A. A. Sorokin, N. W. Forafontow und W. S. Spinel.** *Zerfallsschema von  $Zr^{97}$  und  $Nb^{97}$ .* Bull. Acad. Sci. U.R.S.S. Sér. Phys. (russ.) **20**, 913 bis 924, 1956, Nr. 8. (Aug.) (Orig. russ.)

**10263 A. M. Demidow.** *Über die Niveaus von Kernen mit ungerader Neutronenzahl  $Z = 11 \div 28$ .* Bull. Acad. Sci. U.R.S.S. Sér. Phys. (russ.) **20**, 962—966, 1956, Nr. 8. (Aug.) (Orig. russ.)

H. Weidemann.

**10264 J. A. Jacobs, S. Bashkin and R. R. Carlson.** *States in  $O^{16}$  from alpha particles from the reaction  $N^{16}(P\alpha)C^{12}$ .* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 212, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.)

**10265 S. Bashkin, R. R. Carlson and J. A. Jacobs.** *States in  $O^{15}$  and  $O^{16}$  from elastic scattering of protons by  $N^{14}$  and  $N^{15}$ .* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 212, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.)

Schön.

**10266 L. Lidofsky, K. Jones, R. Bent, J. Weil, T. Kruse, M. Bardon and W. W. Havens jr.** *Excited states in  $O^{16}$  from  $N^{15}$  ( $p, \alpha\gamma$ )  $C^{12}$ .* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 212, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.)

**10267 R. W. Krone and W. G. Read.** *Spin and parity of the first excited state of  $Na^{23}$ .* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 212, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.)

**10268 P. M. Endt, C. H. Paris, A. Sperduto and W. W. Buechner.** *Excited states of  $S^{32}$ ,  $S^{34}$ ,  $Cl^{35}$  and  $Cl^{37}$ .* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 223, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.) (Utrecht, Univ.)

**10269 J. W. Olness, W. Haerberli and H. W. Lewis.** *Elastic scattering of protons from  $S^{32}$ .* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 212—213, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.) Schön.

**10270 U. Fano.** *Angular correlation of radiations with parallel angular momenta.* Nuovo Cim. (10) **5**, 1358—1360, 1957, Nr. 5. (1. Mai.) (Rom, Univ., Ist. Naz. Fis. Nucl.) Der Fall eines Emissionsketten-Prozesses mit parallelen Winkelmomenten wird behandelt und die Korrelation zwischen der Orientierung des Ausgangskernspins  $j_a$  und beliebigen nachfolgenden Strahlungen mit Winkelmoment  $j_1$  diskutiert. Ein Beispiel ist der Zerfall des  $^{60}\text{Co}$  mit  $j_a = 5$  zu  $^{60}\text{Ni}$  mit  $j_f = 0$ , der ein Elektron mit  $j_e = 1/2$ , ein Neutrino mit  $j_\nu = 1/2$  und zwei  $\gamma$ -Strahlen mit  $j_\gamma = 2$  liefert, so daß  $j_a = j_f + j_e + j_\nu + 2j_\gamma$ . M. Wiedemann.

**10271 M. C. Day jr. and A. F. Voigt.** *Decay of  $Sb^{127}$  and  $Sb^{129}$ .* Phys. Rev. (2) **101**, 1784—1786, 1956, Nr. 6. (15. März.) (Ames, Iowa, State Coll., Inst. Atom. Res., Dep. Chem. Phys.) Der Zerfall von  $Sb^{127}$  und  $Sb^{129}$  wurde mit Szintillationspektrometern und Gamma-Gamma- sowie Beta-Gamma-Koinzidenzmethode studiert. Beide Zerfälle sind kompliziert, um auf Grund der Experimente eine vollständige Analyse zu gestatten. Die Antimonaktivitäten wurden durch Bestrahlung von natürlichem Tellur über eine Photoprotonreaktion mit 70 MeV-Bremsstrahlung hergestellt. Es wurde eine Reihe von Beta- und Gamma-Übergängen für jedes Isotop gemessen. Beim Zerfall des 93 h  $Sb^{127}$  wurden drei Beta-Gruppen und acht Gamma-Übergänge gefunden. Verschiedene Paare dieser Strahlungen sind koinzident. Beim Zerfall des 9,2 h  $Sb^{129}$  wurden vier Gamma-Linien gefunden. Die Endpunktenergie des energiereichsten Beta-Übergangs wurde bestimmt. K. Mayer.

**10272 J. D. Knight, J. P. Mize, J. W. Starner and J. W. Barnes.** *Radiations of  $Te^{127}$  and  $Te^{127m}$ .* Phys. Rev. (2) **102**, 1592—1597, 1956, Nr. 6. (15. Juni.) (Los Alamos, N. Mex., Univ., Los Alamos Sci. Lab.) Es wurden die  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlen von  $Te^{127}$  und  $Te^{127m}$  mit Hilfe von Methan-durchströmten  $\beta$ -Proportionalzählern, einem kurzliniigen  $\beta$ -Spektrometer, einem  $180^\circ$   $\beta$ -Spektrographen und  $\text{NaJ(Tl)}$ -Szintillationszählern untersucht.  $Te^{127}$  ( $[9,35 \pm 0,10 \text{ h}]$ ) zerfällt hauptsächlich (99 %) durch einen  $\beta$ -Übergang in den Grundzustand von  $I^{127}$ . Die Endpunktenergie des  $\beta$ -Spektrums beträgt  $695 \pm 10 \text{ keV}$ . Bei den restlichen  $1 \pm 0,2 \%$  des Zerfalls treten  $\gamma$ -Energien von  $58,5 \pm 1$ ,  $145 \pm 2$ ,  $203 \pm 3$ ,  $215 \pm 4$ ,  $360 \pm 4$  und  $418 \pm 2 \text{ keV}$  auf. Mit Hilfe von  $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzmessungen konnten diese Gamma-Strahlen in ein Zerfallsschema eingeordnet werden, das Niveaus bei 58,5, 203 und 418 keV in  $I^{127}$  vorsieht. Im Falle des  $Te^{127m}$  ( $[105 \pm 2 \text{ d}]$ ), welches hauptsächlich über den bekannten isomeren Übergang (89 keV) zerfällt, konnte nachgewiesen werden, daß außerdem noch ein  $1,5 \pm 0,5 \%$   $\beta$ -Zweig vorliegt, der zum 58,5 keV-Niveau in  $I^{127}$  führt und daß ferner noch ein  $\beta$ -Zweig von etwa 0,013 % existiert, bei dem ein Gamma-Strahl von  $665 \pm 5 \text{ keV}$  auftritt. Das Termschema von  $I^{127}$  wird in bezug auf Spin- und Paritätszuordnungen der angeregten Niveaus diskutiert. K. Mayer.

**10273 T. B. Novey, M. S. Freedman, F. T. Porter and F. Wagner jr.** *Beta-gamma directional correlation in Re<sup>186</sup>*. Phys. Rev. (2) **103**, 942—948, 1956, Nr. 4. (15. Aug.) (Lemont, Ill., Argonne Nat. Lab.) Es wurde die  $\beta\gamma$ -Winkelkorrelation zwischen dem einfach verbotenen 934 keV-Beta-Übergang und der 137 keV E2-Gamma-Strahlung beim Zerfall von Re<sup>186</sup> als Funktion der Beta-Energie über 150 keV gemessen. Zur Messung wurde eine evakuierte (1 Torr) zylindrische Kammer mit 7 inch  $\varnothing$  und 7 inch Höhe benutzt, in deren Mitte das Präparat angebracht war. Die  $\beta\gamma$ -Koinzidenzen wurden mit einem Anthracen-NaJ-Koinzidenzszintillations-Spektrometer vom Langsam-schnell-Typ nachgewiesen, das sowohl für die Beta- als auch für die Gamma-Strahlen eine Energieselektion erlaubte. Bei der Auswertung der Ergebnisse wurde die endliche Energieauflösung des Anthracen-Spektrometers berücksichtigt und insbesondere auch die Rückstreuung der Elektronen vom Kristall beachtet. Die Messungen der  $\beta\gamma$ -Winkelkorrelation in Abhängigkeit von der Beta-Energie (differentielle Messungen) ergaben ein Ansteigen der differentiellen Anisotropie mit der Beta-Energie bis zu einem Maximalwert von  $0,158 \pm 0,006$ . Für die integrale Winkelkorrelationsfunktion bei der Beta-Energien von 257—934 keV zugelassen waren, ergab sich  $W(\Theta) = 1 + (0,105 \pm 0,003) \cos^2 \Theta$ . Es konnte aus den experimentellen Daten gezeigt werden, daß ein Beitrag eines  $\cos^4 \Theta$ -Terms höchst unwahrscheinlich ist. Dies steht in Übereinstimmung mit den theoretischen Erwartungen für einen einfach verbotenen Beta-Übergang. Aus dem Vergleich zwischen Theorie und Experiment ergaben sich Aussagen über die Verhältnisse der Kernmatrixelemente, die den Beta-Zerfall bestimmen.

K. Mayer.

**10274 W. Turchinets and R. W. Pringle.** *Decay scheme of La<sup>138</sup>*. Phys. Rev. (2) **103**, 1000—1003, 1956, Nr. 4. (15. Aug.) (Winnipeg, Manitoba, Can., Univ., Phys. Dep.) Mit Hilfe eines NaJ(Tl)-Szintillationsspektrometers und eines Szintillations-Koinzidenzspektrometers wurde die natürliche Aktivität des Kerns La<sup>138</sup> untersucht. Es wurden Gamma-Strahlungen von  $1,43 \pm 0,01$  und  $0,81 \pm 0,01$  MeV gefunden. Aus Koinzidenzmessungen folgt, daß die 1,43 MeV-Strahlung mit einer Röntgen-K-Strahlung korreliert ist ( $[32 \pm 1]$  keV), dagegen nicht mit der 0,81 MeV-Strahlung. Es wird ein Zerfallsschema vorgeschlagen, in dem ein Elektroneneinfangprozeß zum ersten angeregten Ba<sup>138</sup>-Niveau bei 1,43 MeV führt (partielle Halbwertszeit  $[2,1 \pm 0,1] \cdot 10^{11}a$ ). Aus der gemessenen spezifischen Aktivität für K-Einfang ( $[0,17 \pm 0,015]$  Zerfälle pro min und g) und der totalen Elektroneneinfangsaktivität, welche aus der Intensität der 1,43 MeV-Gamma-Strahlung bestimmt wurde ( $[0,41 \pm 0,03]$  Zerfälle pro s und g), wurde das L/K-Einfangverhältnis zu  $1,4 \pm 0,25$  bestimmt. Außerdem ist im Zerfallsschema ein  $\beta$ -Zerfall zu einem angeregten Niveau von Ce<sup>138</sup> bei 0,81 MeV vorgesehen mit einer partiellen Halbwertszeit von  $(2,4 \pm 0,2) \cdot 10^{11}a$ . Die Beta-Endpunktenergie ist, nach Daten der Beta-Zerfallssystematik zu schließen, vermutlich klein. Die totale Halbwertszeit von La<sup>138</sup> wird mit  $(1,0 \pm 0,1) \cdot 10^{11}a$  angegeben.

K. Mayer.

**10275 V. S. Dubey, C. E. Mandeville and M. A. Rothman.** *Decay of Eu<sup>155</sup>, Sm<sup>153</sup>, Sn<sup>125</sup> and Br<sup>82</sup>*. Phys. Rev. (2) **103**, 1430—1441, 1956, Nr. 5. (1. Sept.) (Swarthmore, Penn., Franklin Inst., Bartol Res. Found.) Es wurden die Energien und relativen Intensitäten der Beta- und Gamma-Übergänge bestimmt, welche beim Zerfall von Eu<sup>155</sup>, Sm<sup>153</sup>, Sn<sup>125</sup> und Br<sup>82</sup> auftreten. Die Untersuchung wurde mit Szintillationsspektrometern unter Verwendung von NaJ(Tl)- und Anthracen-Kristallen durchgeführt. Soweit als möglich wurden auch die Koinzidenzbeziehungen der auftretenden Strahlungen untersucht. In den meisten Fällen wurden die log ft-Werte der Beta-Spektren aus dem Zerfallsschema und den relativen Gamma-Intensitäten hergeleitet. Aus den Messungen lassen sich folgende angeregte Zustände für die Tochterkerne ableiten: Gd<sup>155</sup>: 18 und 102 keV; Eu<sup>153</sup>: 100, 170 und 700 keV; Sb<sup>125</sup>: 1070, 1410, 1880, 1970 und 2110 keV; Kr<sup>82</sup>:



770, 1450, 1800, 2060 und 2620 keV. Die Niveaus der Zerfallsschemata wurden auf Grund von Schalenmodellbetrachtungen nach wahrscheinlichen Spinwerten klassifiziert.

K. Mayer.

**10276 A. Schwarzschild, B. M. Rustad and C. S. Wu.** *Decay of  $A^{41}$ .* Phys. Rev. (2) **103**, 1796—1801, 1956, Nr. 6. (15. Sept.) (New York, N. Y., Columbia Univ.; Upton, N. Y., Brookhaven Nat. Lab.) Es wurden die Beta- und Gamma-Strahlen des 110 min- $A^{41}$  mit Hilfe eines 180°-Magnetspektrometers und eines dünnlinsigen Magnetspektrometers sowie eines NaJ(Tl)-Szintillationsspektrometers gemessen. Es wurden zwei Beta-Gruppen mit Endpunktenergien von  $2,48 \pm 0,04$  MeV und  $1,199 \pm 0,008$  MeV mit relativen Intensitäten von 0,88 % und 99,1 % beobachtet. Das Beta-Spektrum der höherenergetischen Gruppe zeigt  $\alpha$ -Gestalt (einfach verbotener Übergang), was in Übereinstimmung steht mit Voraussagen des Schalenmodells bezüglich der Spins der beteiligten Niveaus. Der  $\log f_1 t$ -Wert des Übergangs ergab sich zu 8,50. Die Gamma-Energie ergab sich zu  $1,290 \pm 0,005$  MeV. Damit erhielten Vff. für die Massendifferenz zwischen den Grundzuständen von  $A^{41}$  und  $K^{41}$  den Wert  $2,489 \pm 0,010$  MeV.

K. Mayer.

**10277 F. B. Smith jr., N. B. Gove, R. W. Henry and R. A. Becker.** *Decay scheme of  $Mo^{91}$ .* Phys. Rev. (2) **104**, 706—710, 1956, Nr. 3. (1. Nov.) (Urbana, Ill., Univ., Phys. Dep.) Es wurde die beim Zerfall von  $Mo^{91}$  entstehende Gamma- und Beta( $\beta^+$ )-Strahlung mit Hilfe eines NaJ(Tl)-Szintillationsspektrometers und eines doppeltfokussierenden Magnetspektrometers untersucht. Dabei wurden Gamma-Strahlen von  $1540 \pm 20$ ,  $1210 \pm 30$  und  $658 \pm 3$  keV gefunden, deren jeder mit der bekannten 65,5 s-Halbwertszeit abfällt. Zum gleichen Zerfall gehören drei Positronengruppen, deren Endpunktenergien zu  $3,99 \pm 0,05$ ,  $2,78 \pm 0,10$  und  $2,48 \pm 0,10$  MeV bestimmt wurden. Es wurde keine Gamma-Strahlung gefunden, welche mit dem 15 min-Zerfall des  $Mo^{91}$  verknüpft werden könnte. Es wurde aber eine Positronengruppe mit einer Endpunktenergie von  $3,44 \pm 0,03$  MeV mit dieser längeren Halbwertszeit gefunden. Sie wird dem Grundzustands-Grundzustands-Übergang von  $Mo^{91}$  nach  $Nb^{91}$  zugeschrieben. Von den 65 s Positronen wird angenommen, daß sie von einem 658 keV angeregten Niveau von  $Mo^{91}$  ausgehen und in drei angeregte Zustände von  $Nb^{91}$  führen, deren niedrigster das bekannte 104 keV Niveau ist. Die beiden höher angeregten Niveaus zerfallen durch Gamma-Emission in diesen Zustand.

K. Mayer.

**10278 J. R. Penning, H. R. Maltrud, J. C. Hopkins and F. H. Schmidt.** *Decay of  $Cl^{39}$ .* Phys. Rev. (2) **104**, 740—744, 1956, Nr. 3. (1. Nov.) (Seattle, Wash., Univ., Dep. Phys.) Es wurden die Gamma- und Beta-Spektren des 55 min- $Cl^{39}$  mit Hilfe von NaJ(Tl)-Szintillations- und Magnet-Beta-Spektrometern untersucht. Dabei wurde ein einfach verbotener ( $\Delta J = 2$ , ja, unique) Beta-Übergang zum Grundzustand von  $A^{39}$  mit einer Intensität von  $(7 \pm 2)\%$  aller Zerfälle, einer Endpunktenergie von  $(3,45 \pm 0,02)$  MeV und einem  $\log ft$ -Wert von 7,8 beobachtet. Das zweite angeregte Niveau von  $A^{39}$  bei 1,52 MeV wird durch einen intensitätsreichen Beta-Übergang in  $(85 \pm 6)\%$  aller Zerfälle besetzt, der eine Endpunktenergie von  $1,91 \pm 0,02$  MeV und einen  $\log ft$ -Wert von 5,57 besitzt. Die restlichen  $(8 \pm 4)\%$  Beta-Zerfälle führen in das erste angeregte Niveau bei 1,266 MeV ( $\log ft = 6,8$ ). Es wurden drei Gamma-Strahlungen mit Energien von  $0,246 \pm 0,003$ ,  $1,266 \pm 0,010$  und  $1,520 \pm 0,010$  MeV und relativen Intensitäten von resp.  $0,9 \pm 0,1$  und  $0,85 \pm 0,05$  gefunden. Die 0,240 und 1,266 MeV-Gamma-Strahlen bilden eine Kaskade. Jeder der drei Gamma-Strahlen tritt in Koinzidenz mit einem Beta-Spektrum auf, dessen Endpunktenergie  $(1,90 \pm 0,05)$  MeV beträgt. Die mittlere Lebensdauer des bei diesem Beta-Zerfall berührten Niveaus wurde aus Messungen von verzögerten  $\beta\gamma$ -Koinzidenzen zu  $(0,95 \pm 0,05) 10^{-9}$  s gemessen. Es wird gezeigt, daß dieser metastabile Zustand das zweite angeregte Niveau in

A<sup>39</sup> ist. Es wird ein Zerfallsschema vorgeschlagen. Für die Intensität einer eventuell vorhandenen höherenergetischen Gamma-Strahlung ( $> 1,5$  MeV) wird eine obere Grenze von  $(0,55 \pm 0,10 \%)$  relativ zur 1,266 MeV-Gamma-Intensität angegeben.  
K. Mayer.

10279 W. I. Goldanski und W. S. Jewsejew. *Über die Existenz von isomeren Oktupol-Übergängen in Kernen mit ungeraden A mit Halbwertszeiten von  $T_{1/2} = 10^{-4} \div 1$  s.* Bull. Acad. Sci. U.R.S.S. Sér. Phys. (russ.) **20**, 967—972, 1956, Nr. 8. (Aug.) (Orig. russ.)  
H. Weidemann.

10280 John O. Rasmussen and Benjamin Segall. *Alpha decay of spheroidal nuclei.* Phys. Rev. (2) **103**, 1298—1308, 1956, Nr. 5. (1. Sept.) (Berkeley, Calif., Univ., Dep. Chem., Rad. Lab.) Es wurde untersucht, welche Konsequenzen eine sphäroidische Kerndeformation bezüglich der Barrieretransmission im Alpha-Zerfall hat. Dazu wurde ein System von gekoppelten Differentialgleichungen abgeleitet, das die Amplituden der verschiedenen Alpha-Gruppen (Zerfall in verschiedene angeregte Niveaus einer Rotationsbande des Tochterkerns) miteinander verknüpft. Der Kern, von dem der Alpha-Zerfall ausgeht, wird nach dem BOHR-MOTTOLSON-Modell beschrieben. Für den Fall von Th<sup>228</sup> und Cm<sup>242</sup> wird der Alpha-Zerfall durch numerische Rechnung genau untersucht. Aus den Resultaten ergeben sich Informationen bezüglich der Wahrscheinlichkeitsverteilung der Alpha-Teilchen an der sphäroidischen Kernoberfläche. Es wird gezeigt, daß man auf Grund eines Ein-Teilchen-Modells diese Verteilung nicht erhalten kann. Man muß annehmen, daß ein Alpha-Teilchen-Verband nur eine kurze mittlere freie Weglänge in der Kernmaterie hat. Die Gesamtdurchdringungsfaktoren für den sphäroidischen und den sphärischen Fall werden miteinander verglichen. Dabei zeigt sich, daß der durch Deformation resultierende Effekt nicht so groß ist, als nach der Approximationsrechnung von WHEELER und HILL anzunehmen wäre.

K. Mayer.

10281 Frank Asaro and I. Perlman. *Alpha-particle and gamma-ray spectra of the U<sup>230</sup> decay series.* Phys. Rev. (2) **104**, 91—99, 1956, Nr. 1. (1. Okt.) (Berkeley, Calif., Univ., Dep. Chem. a. Chem. Engng., Rad. Lab.) Es wurden die radioaktiven Strahlungen der U<sup>230</sup>-Zerfallsreihe mit Hilfe eines magnetischen  $\alpha$ -Teilchen-Spektrographen (60° Magnetfeldsektor) und Gamma-Scintillationszählern, die auch zu Gamma-Koinzidenzmessungen benutzt wurden, untersucht. Der Spektrograph arbeitete mit photographischer Registrierung der Alpha-Teilchen. Es wurden folgende Alpha-Gruppen gefunden: U<sup>230</sup> — 5,884 (67,2 %), 5,813 (32,1 %), 5,658 MeV (0,7 %); Th<sup>226</sup> — 6,330 (79 %), 6,220 (19 %), 6,095 (1,7 %), 6,029 MeV (0,6 %); Ra<sup>222</sup> — 6,551 MeV; Em<sup>218</sup> — 7,127 MeV. Ferner wurden folgende Gamma-Strahlungen beobachtet U<sup>230</sup> — 72 (0,75 %), 158 (0,33 %), 232 keV (0,24 %); Th<sup>226</sup> — 112 (4,8 %), 131 (0,4 %), 197 (0,40 %), 242 keV (1,2 %); Em<sup>218</sup> — 609 keV (0,2 %). Die Ergebnisse wurden zur Aufstellung von Zerfallsschemata benutzt, deren Eigenschaften unter den Gesichtspunkten der Kernsystematik sowie der Theorien der komplexen Alphaspektren und der angeregten Niveaus von schweren g-g-Kernen diskutiert wurden. Dabei wurde insbesondere das Auftreten von (1—)-Zuständen in zwei Gliedern der U<sup>230</sup>-Zerfallsreihe hervorgehoben, die insofern ein besonderes Interesse beanspruchen, als das Auftreten von Zuständen ungerader Parität in g-g-Kernen bei Anregungsenergien von nur wenigen hundert keV bis jetzt noch keine sichere Interpretation gefunden hat.

K. Mayer.

10282 W. G. Smith, Frank Asaro and J. M. Hollander. *Electron spectrum of the U<sup>230</sup> decay series.* Phys. Rev. (2) **104**, 99—100, 1956, Nr. 1. (1. Okt.) (Berkeley, Calif., Univ., Dep. Chem. a. Chem. Engng., Rad. Lab.) Es wurden die Konversionselektronenspektren der Glieder der U<sup>230</sup>-Zerfallskette untersucht. Die Messungen wurden mit zwei 180°-Permanentmagnet-Spektrographen mit effek-

iven Feldstärken von 52 und 98 Gauß durchgeführt. Die Energien der ersten angeregten Zustände von  $\text{Th}^{226}$ ,  $\text{Ra}^{222}$  und  $\text{Em}^{218}$  wurden zu  $72,13 \pm 0,06$ ,  $11,1 \pm 0,3$  und  $324,6$  keV bestimmt. Bei der  $111,1$  keV-Konversion wurden  $\text{L}_{\text{II}}$ ,  $\text{III}$ ,  $\text{M}_{\text{II}}$ ,  $\text{M}_{\text{III}}$ , N und O Konversionslinien beobachtet. Die Energie des zweiten angeregten Zustands von  $\text{Th}^{226}$  ergab sich aus den Messungen zu  $226,4$  keV. Aus den Energien der ersten beiden angeregten Niveaus in  $\text{Th}^{226}$  ist eine Bestimmung der Konstanten A und B für Rotationsniveaufolgen nach BOHR und MOTTELSON möglich. Es ergab sich  $A = 12,16$  und  $B = 0,043$  keV. K. Mayer.

0283 Paul P. Day. *K-capture branch in  $\text{Tm}^{170}$* . Phys. Rev. (2) **102**, 1572—1574, 1956, Nr. 6. (15. Juni.) (Lemont, Ill., Argonne Nat. Lab.) Die beim Zerfall von  $\text{Tm}^{170}$  auftretende Gamma- und Röntgen-Strahlung wurde mit einem Kristall-Spektrometer untersucht, das einen gebogenen Topas-Kristall von  $0$  inch Länge enthielt. Das  $\text{Tm}^{170}$  wurde durch Neutronenbeschuß einer spektroskopisch reinen  $\text{Tm}^{169}$ -Probe hergestellt. Es wurden sieben Röntgen-K-Strahlen im Röntgen-L-Strahl sowie ein Gammaübergang gefunden. Ferner wurde die Existenz von Er-Röntgen-K-Strahlung nachgewiesen und gezeigt, daß dieselbe von einem  $0,15\%$  K-Einfangszweig im Zerfall von  $\text{Tm}^{170}$  herrührt. Für die Energie des ersten angeregten Zustands von  $\text{Yb}^{170}$  ergab sich  $(84,229 \pm 0,041)$  keV. K. Mayer.

0284 B. H. Ketelle, H. Thomas and A. R. Brosi. *Decay of the cerium-139 isomers*. Phys. Rev. (2) **103**, 190—195, 1956, Nr. 1. (1. Juli.) (Oak Ridge, Tenn., Nat. Lab.) Es wurde der Zerfall des  $140$  d-Grundzustands von  $\text{Ce}^{139}$  untersucht. Mit Hilfe eines aus zwei aufeinandergesetzten  $\text{NaJ(Tl)}$ -Kristallen bestehenden  $4\pi$ -Zinkillationspektrometers wurde nachgewiesen, daß die Intensität des zum Grundzustand von  $\text{La}^{139}$  führenden K-Einfangprozesses weniger als  $1\%$  aller K-Einfangprozesse beträgt. Außerdem wurde mit demselben Instrument der Anteil der K-Einfangprozesse an allen Einfangprozessen bestimmt, welche zum  $166$  keV-Niveau in  $\text{La}^{139}$  führen. Vff. stellten fest, daß  $73\%$  aller Einfangprozesse zum  $166$  keV-Niveau K-Einfangprozesse sind. Der K-Konversionskoeffizient der  $166$  keV-Gamma-Strahlung ließ sich aus der gleichen Messung bestimmen. Es ergab sich  $\alpha_K = 0,22 \pm 0,01$ . Unter Zugrundelegung des gemessenen Elektroneneinfangverhältnisses  $\epsilon = 0,37 \pm 0,02$  ergibt sich aus der Theorie als verfügbare Energie für den Einfangprozeß zum  $166$  keV-Niveau  $(104 \pm 6)$  keV. Mit Hilfe eines  $\beta$ -Spektrometers und durch Koinzidenzmessungen wurde die  $\beta$ -Fluoreszenzausbeute ( $Z = 57$ ) zu  $0,88 \pm 0,01$  bestimmt. — Es wurde ein isomerer Zustand von  $\text{Ce}^{139}$  bei  $(740 \pm 5)$  keV Anregungsenergie gefunden, der eine Halbwertszeit von  $(55 \pm 3)$  s besitzt. Der K-Konversionskoeffizient des entsprechenden Übergangs beträgt  $0,08 \pm 0,02$ . K. Mayer.

0285 F. K. McGowan and P. H. Stelson. *Evidence for reduction of M1 K-shell internal conversion coefficient*. Phys. Rev. (2) **103**, 1133—1134, 1956, Nr. 4. (5. Aug.) (Oak Ridge, Tenn., Nat. Lab.) Rechnungen von SLIV zeigen, daß die Berücksichtigung der endlichen Kernaushdehnung eine beträchtliche Reduzierung der inneren M1-Konversionskoeffizienten für die K-Schale, wie sie von ROSE et al. unter Voraussetzung von punktförmiger Kernladung berechnet wurden, mit sich bringt. Vff. zeigen auf Grund von gemessenen K-Konversionskoeffizienten (und bekannten Werten von  $E2/M1$ ), daß die M1-Konversionskoeffizienten der K-Schale tatsächlich wesentlich kleiner sind, als nach ROSE et al. zu erwarten ist. Experimentell wurde das Verhältnis von Röntgen-Strahlung zu Gamma-Strahlung bei Alpha-Teilchen-COULOMB-Anregung für Kerne mit  $73 \leq Z \leq 83$  gemessen, aus dem sich dann der innere Konversionskoeffizient für die K-Schale ergab. Die absoluten Ausbeuten an Gamma- und



Röntgen-Strahlen wurden mit einem großen NaJ(Tl)-Kristall festgestellt. Dabei wurde berücksichtigt, daß auch Röntgen-Strahlung durch das Abstoppen der 3 MeV-Alpha-Teilchen im Target entsteht. Für den Faktor  $G$ , der die Reduktion des inneren Konversionskoeffizienten  $\beta_1^k$  nach ROSE et al. angibt, erhalten Vff. im einzelnen für die untersuchten Kerne folgende Werte: Ta<sup>181</sup>  $0,65 \pm 0,15$ ; Re<sup>187</sup>  $0,69 \pm 0,15$ ; Au<sup>197</sup>  $0,79 \pm 0,12$ ; Tl<sup>203</sup>  $0,65 \pm 0,07$ . Für Re<sup>186</sup> kann  $G$  nicht angegeben werden, weil das E2/M1-Mischungsverhältnis noch nicht bekannt ist.

K. Mayer.

**10286 J. W. Mibelich, T. J. Ward and K. P. Jacob.** *Electron capture of Yb<sup>169</sup> to levels in Tm<sup>169</sup>*. Phys. Rev. (2) **103**, 1285—1292, 1956, Nr. 5. (1. Sept.) (Notre Dame, Ind., Univ.) Es wurde die beim Zerfall von Yb<sup>169</sup> (Elektroneneinfang) auftretende Strahlung mit Hilfe von photographisch registrierenden 180°-Permanentmagnet-Spektrographen und außerdem mit zwei Szintillationspektrometern untersucht, welche mittels einer variablen Zeitverzögerung die Messung von verzögerten Koinzidenzen gestatten. Auf Grund der Konversionselektronenspektren wurden für sämtliche Übergänge die Multipolaritäten (inklusive Mischungsverhältnisse) und die Intensitäten bestimmt. Die aus den Konversionselektronendaten gewonnenen Gamma-Energien stehen in sehr guter Übereinstimmung mit den von CORK et al. und HATCH et al. bestimmten Werten. Es wird ein Zerfallsschema vorgeschlagen. Die Ergebnisse der Koinzidenzmessungen von JOHANNSSON wurden bestätigt und weitere Resultate erhalten. Es wurden zwei metastabile Zustände von  $4 \cdot 10^{-7}$  und  $4,5 \cdot 10^{-8}$  s gefunden. Sie zerfallen durch D + Q-Strahlungsgemische, bei denen die Dipolstrahlung außerordentlich verlangsamt ist (Faktor  $10^6$  bis  $10^8$ ), wenn man von Ein-Teilchen-Modell-Abschätzungen ausgeht. Dasselbe gilt für die Quadrupolstrahlung (Faktor  $10^2$  bis  $10^3$ ). Für bestimmte M1-Übergänge wurden die Korrekturen an den inneren Konversionskoeffizienten, welche wegen der endlichen Kernaussdehnung notwendig sind, für die K-, L<sub>1</sub>- und L<sub>2</sub>-Schalen berechnet. Ferner wurde für die K-LL-AUGER-Linien die Abschirmungskorrektur für Z = 69 berechnet.

K. Mayer.

**10287 T. D. Lee and C. N. Yang.** *Question of parity conservation in weak interactions*. Phys. Rev. (2) **104**, 254—258, 1956, Nr. 1. (1. Okt.) Berichtigung ebenda **106**, 1371, 1957, Nr. 6. (15. Juni.) (New York, N. Y., Columbia Univ.; Upton, N. Y., Brookhaven Nat. Lab.) Es wird die Frage untersucht, ob beim  $\beta$ -Zerfall und beim Zerfall der Hyperonen und Mesonen die Parität erhalten bleibt. Es werden Experimente diskutiert, mit denen man bei den fraglichen Wechselwirkungen die Erhaltung der Parität untersuchen kann. So soll die Winkelverteilung der  $\beta$ -Strahlen von ausgerichteten Co<sup>60</sup>-Atomen zwischen  $\Theta$  und  $180^\circ - \Theta$  eine Asymmetrie zeigen, wenn die Parität nicht erhalten bleibt.

Petzold.

**10288 D. D. Hoppes and R. W. Hayward.** *Radiative electron capture in cesium-131*. Phys. Rev. (2) **104**, 368—369, 1956, Nr. 2. (15. Okt.) (Washington, D. C., Nat. Bur. Stand.) Es wurde die kontinuierliche elektromagnetische Strahlung (innere Bremsstrahlung) untersucht, die beim Elektroneneinfangsprozeß von Cs<sup>131</sup> auftritt. Zur Messung wurde ein Szintillationsspektrometer mit einem großen NaJ(Tl)-Kristall benutzt. Die Intensitätsverteilung als Funktion der Energie kann durch die theoretischen Voraussagen von GLAUBER und MARTIN erklärt werden. Die Endpunktenergie des 1S-Elektron-Beitrags zum Einfangsprozeß bestimmt sich aus dem kontinuierlichen Spektrum zu  $(320 \pm 10)$  keV.

K. Mayer.

**10289 Myron L. Good and Eugene J. Lauer.** *Electron-neutrino angular correlation in the beta decay of neon-19*. Phys. Rev. (2) **105**, 213—216, 1957, Nr. 1. (1. Jan.) (Berkeley, Calif., Univ., Rad. Lab.) Gemessen wurde das Energiespektrum der Rückstoßionen, die mit Betas der Energie  $> 1,4$  MeV koinzidierten. Ne<sup>19</sup> au

$^{19}\text{F}(\text{p},\text{n})$  durch Beschuß von Teflon mit 32 MeV-Protonen aus einem Linearbeschleuniger, Gasreinigung, gasförmige Quelle, Messung der Rückstoßionen-Energie über die Flugzeit; die Umwandlung eines Multipliers du Mont 6292 in einen ionenempfindlichen Detektor ist beschrieben. Die Registrierung der Ereignisse erfolgte durch Photographieren des Oszillographenschirmbildes. Als Resultat erhielt man für  $\lambda$  in der Elektron-Neutrino-Winkelkorrelation  $1 + (v/c)\cos\theta$   $\lambda = +0,14 \pm 0,13$ . Das spricht für skalare Wechselwirkung im FERMİ-Anteil der Beta-Wechselwirkung. Daniel.

10290 C. Milone and R. Ricamo. *Angular distribution of photoprotons from oxygen*. Nuovo Cim. (10) 5, 1338—1339, 1957, Nr. 5. (1. Mai.) (Catania, Univ., Centro Siciliano Fis. Nucl.) Um zu beweisen, daß die  $\text{O}(\gamma,\text{p})$ -Reaktion im Resonanzgebiet von  $E_\gamma = 25$  MeV auf die E1-Photonenabsorption zurückzuführen ist, wurde mittels gewöhnlicher und mit Wasser (1 g auf eine Platte von  $1 \cdot 3 \text{ inch} \cdot 0,2 \text{ mm}$ ) beladener Photoemulsionen die Winkelverteilung der durch die Bremsstrahlung des 30 MeV-Betatrons erzeugten Photoprotonen bestimmt. Sie zeigt für Protonen mit Energien zwischen 4 und 8 MeV ein Maximum bei  $90^\circ$ .

M. Wiedemann.

10291 K. N. Schljagin.  *$\beta$ -Spektrum von  $\text{Pu}^{241}$* . Bull. Acad. Sci. U.R.S.S. Sér. Phys. (russ.) 20, 891—895, 1956, Nr. 8. (Aug.) (Orig. russ.)

H. Weidemann.

10292 Th. Stribel. *Neuvermessung des mit dem  $\beta$ -Zerfall des  $\text{S}^{37}$  verbundenen Übergangs*. Z. Naturf. 11a, 254, 1956, Nr. 3. (März.) (Hechingen, Max-Planck-Inst. Phys. Stratosph., Hochspannungslab.) Mit Hilfe eines  $\text{NaJ(Tl)}$ -Szintillationspektrometers wurde die Energie der beim Zerfall des 5 min  $\text{S}^{37}$  auftretenden Gamma-Linie neu gemessen und zu  $(3,09 \pm 0,03)$  MeV bestimmt. Die  $\text{S}^{37}$ -Aktivität wurde durch Beschuß von  $\text{CCl}_4$ -Targets mit schnellen  $\text{Li(d,n)}$ -Neutronen erzeugt. Zur Ermittlung der Linienenergie wurden photographische Oszilloskopaufnahmen der Impulsverteilung ausgemessen. K. Mayer.

10293 Ernest D. Klema. *Gamma-gamma angular correlation in  $\text{Sr}^{88}$* . Phys. Rev. (2) 102, 449—450, 1956, Nr. 2. (15. Apr.) (Oak Ridge, Tenn., Nat. Lab.) Es wurde die Winkelkorrelation der 909—1850 keV-Gamma-Gamma-Kaskade in  $\text{Sr}^{88}$  mit Hilfe eines Koinzidenz-Szintillationsspektrometers ( $\text{NaJ}$ ) gemessen. Die Winkelkorrelation wurde dabei mit hoher Genauigkeit bestimmt, damit eine neue und genauere Ermittlung des Mischungsverhältnisses der Strahlungsarten bei beiden Übergängen möglich war. Für wäßrige  $\text{YCl}_3$ -Präparatlösungen fand man nach Berücksichtigung der endlichen Winkelauflösung der Detektoren für die Winkelverteilung der Kaskadenstrahlen:  $W(\theta) = 1 - (0,0699 \pm 0,0025)P_2(\cos\theta)$ . Die theoretische Korrelationsfunktion für die Kaskade  $3(\text{D})2(\text{Q})0$  ist  $W(\theta) = 1 - 0,07143 P_2(\cos\theta)$ . Daher schließt Vf., daß es sich bei beiden Übergängen um reine Multipolstrahlungen handelt. K. Mayer.

10294 R. J. Mackin jr., W. R. Mills jr. and J. Thirion. *Radiation from excited states of carbon-13*. Phys. Rev. (2) 102, 802—805, 1956, Nr. 3. (1. Mai.) (Pasadena, Calif., Inst. Technol., Kellogg Radiat. Lab.) Zur Untersuchung der Gammastrahlung, die von den angeregten  $\text{C}^{13}$ -Niveaus bei 3,84 und 3,68 MeV ausgeht, wurde ein Szintillationsspektrometer und ein magnetisches Linsenspektrometer benutzt. Die Zustände wurden mit Hilfe eines elektrostatischen 3 MeV-Generators durch  $\text{C}^{12}(\text{d,p})\text{C}^{13*}$  und  $\text{B}^{10}(\alpha,\text{p})\text{C}^{13*}$ -Reaktionen angeregt. Es wurden Gammastrahlungen mit  $(169,5' \pm 0,4)$  keV, sowie  $3,844 \pm 0,015$  und  $3,69 \pm 0,02$  MeV gemessen. Die hochenergetische Strahlung wurde auf DOPPLER-Verschiebung untersucht, indem man die Energiemessungen bei  $0^\circ$  und  $155^\circ$  relativ zur Richtung des  $\text{He}^+$ -Strahls durchführte. Bei der 3,69 MeV-Strahlung wurde eine

DOPPLER-Verschiebung gefunden, aus der eine Lebensdauer des entsprechenden Niveaus von  $< 3 \cdot 10^{-13}$  s resultiert. Es wurde gezeigt, daß die 169 keV-Linie von dem Übergang zwischen dem 3,84 MeV-Niveau und dem 3,68 MeV-Niveau her stammt, woraus sich die Anregungsenergie des Endniveaus zu  $3,675 \pm 0,015$  MeV bestimmte. Unter der Voraussetzung isotroper Verteilung wurde der (interne) Konversionskoeffizient der 169 keV-Strahlung zu  $(1,4 \pm 0,3)10^{-4}$  bestimmt, was mit der Annahme einer elektrischen Dipolstrahlung verträglich ist. Wegen der unbekannten Winkelverteilung kann aber magnetische Dipolstrahlung nicht ausgeschlossen werden. Intensitätsmessungen zeigten, daß das obere Niveau mit einer Wahrscheinlichkeit von  $0,28 \pm 0,05$  über das 3,68 MeV-Niveau zerfällt. Übergänge zum 3,1 MeV-Niveau wurden nicht beobachtet. Sie können höchstens 3% der Grundzustandsübergänge betragen. K. Mayer.

**10295 Harry E. Handler and J. Reginald Richardson.** *Gamma-gamma angular correlation in the decay of chlorine-34.* Phys. Rev. (2) **102**, 833—836, 1956, Nr. 3. (1. Mai.) (Los Angeles, Calif., Univ., Phys. Dep.) Es wurde die Winkelverteilung der 1,16 und 2,10 MeV-Gamma-Strahlen bestimmt, die beim Kaskadenzerfall des 32,4 min  $\text{Cl}^{34}$  auftreten. Dabei wurden die Gamma-Strahlen mit Hilfe von drei  $\text{NaJ(Tl)}$ -Szintillationszählern nachgewiesen, von denen einer als Monitor diente. Die  $\text{Cl}^{34}$ -Präparate wurden im Zyklotron durch (p,pn)-Prozesse aus  $\text{NaCl}$  hergestellt und zwar sowohl im flüssigen als auch im festen Zustand. Obwohl die Ergebnisse keine eindeutigen Schlüsse zulassen, sind sie doch verträglich mit der Spinuordnung 2<sup>+</sup> für die beiden ersten angeregten Niveaus von  $\text{S}^{34}$ . Dabei ergibt sich für die 1,16 MeV-Strahlung ein Mischungsverhältnis von 1,7% E2- und 98,3% M1-Strahlung. K. Mayer.

**10296 J. R. Huizenga, V. E. Krohn and S. Raboy.** *Angular correlation of gamma rays in  $\text{Pb}^{204\text{m}}$ .* Phys. Rev. (2) **102**, 1063—1065, 1956, Nr. 4. (15. Mai.) (Lemont, Ill., Argonne Nat. Lab.) Es wurde eine Untersuchung der Winkelkorrelationen der drei Paare von Gamma-Strahlen durchgeführt, welche in der Dreifachkaskade (913—374—899 keV) des 1,1 h  $\text{Pb}^{204\text{m}}$  auftreten. Aus den bisher gemessenen Winkelkorrelationen der zwei Paare von verzögerten Gamma-Strahlen in  $\text{Pb}^{204\text{m}}$  und den Daten über innere Konversion mußte gefolgert werden, daß die 374 keV-Gamma-Strahlung eine Mischung aus E2 und 0,5% M3 und die 913 keV-Strahlung eine Mischung aus E5 und 1% M6 ist. Solche Mischungen sind auf Grund der Kernmodelle unverständlich. Vff. prüften daher die Richtigkeit der angenommenen Multipolmischungen nach, indem sie die Anisotropie der prompten Kaskade von  $\text{Pb}^{204\text{m}}$  bestimmten und mit dem theoretisch zu erwartenden Wert verglichen. Das  $\text{Pb}^{204\text{m}}$  wurde durch Bestrahlung von  $\text{PbO}$  mit schnellen Neutronen hergestellt. Für die Anisotropie der prompten Kaskade (374—899 keV) fanden Vff.  $0,163 \pm 0,010$ . Dieser Wert ergab sich als Mittel aus den Ergebnissen zweier Messungen, welche mit zwei verschiedenen Quellen durchgeführt wurden und die um etwa 9% voneinander abwichen. Auch die beiden Paare von verzögerten Gamma-Strahlen im 1,1 h  $\text{Pb}^{204\text{m}}$  wurden bezüglich ihrer Winkelverteilung erneut und genauer als früher untersucht. Für die 913—899 keV-Kaskade wurde eine Anisotropie von  $0,414 \pm 0,015$  festgestellt. Für die 913—374 keV-Kaskade ergab sich eine Anisotropie von  $0,398 \pm 0,011$ . Diese Resultate sind verträglich mit dem Schema  $9(E5)4(E2)2(E2)0$ , das aus ungemischten Multipolstrahlungen besteht. K. Mayer.

**10297 W. H. Kelly and M. L. Wiedenbeck.** *Directional correlation of the gamma rays of  $\text{La}^{140}$ ,  $\text{Ce}^{140}$ ,  $\text{Pr}^{132}$  and  $\text{As}^{75}$ .* Phys. Rev. (2) **102**, 1130—1140, 1956, Nr. 4. (15. Mai.) (Ann Arbor, Mich., Univ., Dep. Phys.) Vff. führten die Untersuchung bei Verwendung eines angebohrten  $\text{NaJ(Tl)}$ -Kristalls mit der Gamma-Summa-



tionstechnik durch. Das vorgeschlagene  $\text{La}^{140}$ -Zerfallsschema stellt eine Modifikation von früher vorgeschlagenen Schemata dar. Es konnte gezeigt werden, daß die 537 keV-Gamma-Strahlung eine gesonderte Zerfallsmöglichkeit darstellt und den anderen Übergängen parallel läuft. Zur Untersuchung der Winkelkorrelationen der Gamma-Kaskaden wurde ein Koinzidenzspektrometer mit einer effektiven Auflösezeit von  $3 \cdot 10^{-8}$  s benutzt. Bei der 162—304 keV-Kaskade konnten keine endgültigen Spinzuschreibungen gegeben werden. Den Niveaus von  $\text{Ce}^{140}$  wurden auf Grund der Winkelkorrelationen die Spins 0, 2, 4 und 3 (nach ansteigender Energie geordnet) zugeschrieben. Die Multipolordnungen ergaben sich zu: 1,600 MeV: Quadrupol; 0,490 MeV: Quadrupol; 0,328 MeV: Dipol mit geringer Quadrupolbeimischung; 0,815 MeV: Dipol mit geringer Quadrupolbeimischung. Die Winkelkorrelationsmessungen an der 0,815—1,600 MeV-Kaskade stimmen mit den Ergebnissen anderer Autoren nicht überein. — Für die  $\text{Pt}^{192}$ -Niveaus ergaben sich folgende Spins: 0, 2, 2 und 4 oder 3. Die Spins des vierten und fünften angeregten Niveaus liegen im Gebiet von 2—5 und 3—5. Die Multipolaritäten der einzelnen Gammastrahlungen wurden bestimmt. — Die an  $\text{As}^{75}$  vorgenommenen Messungen gestatten keine definierten Spin- und Multipolaritätszuschreibungen. Sie lassen aber eine Einengung der möglichen Spinwerte zu: Das 281 keV-Niveau hat den Spin  $3/2$  oder  $5/2$ , das 269 keV-Niveau hat den Spin  $1/2$  oder  $3/2$  und das 405 keV-Niveau einen Spin zwischen  $1/2$  und  $5/2$ , wobei  $3/2$  am wahrscheinlichsten ist. K. Mayer.

**10298 R. M. Steffen.** *Influence of the time-dependent quadrupole interaction on the directional correlation of the  $\text{Cd}^{111}$  gamma rays.* Phys. Rev. (2) **103**, 116—125, 1956, Nr. 1. (1. Juli.) (Lafayette, Ind., Purdue Univ., Dep. Phys.) Es wird eine zusammenfassende theoretische Diskussion des Einflusses extranuklearer Felder auf Winkelkorrelationen gegeben, sofern dieser Einfluß auf die Wechselwirkung des Kernquadrupolmoments mit der elektrischen Ladungsverteilung der Umgebung zurückzuführen ist. Experimentell wurde der Einfluß der zeitabhängigen Quadrupolwechselwirkung in verschiedenen flüssigen  $\text{In}^{111}$ -Präparaten an der Winkelkorrelation der  $\text{Cd}^{111}$ -Gamma-Gamma-Kaskade quantitativ untersucht. Dabei wurde eine Winkelkorrelationsapparatur, bestehend aus zwei  $\text{NaJ(Tl)}$ -Szintillationspektroskopen, benutzt, welche in Koinzidenz geschaltet waren und durch zusätzliches Einschalten von Verzögerungsleitungen in einen Spektroskopierzweig Messungen von zeitlich verzögerten Winkelkorrelationen gestatteten. Für wäßrige Lösungen von  $\text{InCl}_3$  wurde nach dieser Methode der charakteristische Quadrupolwechselwirkungsparameter (Relaxation)  $\lambda_2$  als Funktion der makroskopischen Viskosität bestimmt.  $\lambda_2$  ist nicht einfach proportional zur Viskosität. — Ferner wurde die extranukleare Wechselwirkung in Indiummetall-Präparaten als Funktion der Temperatur studiert. Dabei ergab sich, daß die verhältnismäßig große Abschwächung der Winkelkorrelationsanisotropie in polykristallinem Indiummetall vollständig verschwand, sobald die flüssige Phase erreicht war. Für die ungestörte Winkelkorrelation der  $\text{Cd}^{111}$ -Kaskade ergab sich  $W(\theta) = 1 - (0,180 \pm 0,002) \cdot P_2(\cos\theta) + (0,002 \pm 0,003) \cdot P_4(\cos\theta)$ . Hieraus ergibt sich für den ersten Übergang  $7/2 \rightarrow 5/2$  in der Kaskade eine Mischung von M1- und E2-Strahlung mit einem E2/M1-Intensitätsverhältnis von  $0,021 \pm 0,002$  ( $\delta = 0,146$ ). Der zweite Übergang ist reine E2-Strahlung. K. Mayer.

**10299 F. Boehm and P. Marmier.** *Gamma transitions in  $\text{Ta}^{181}$ .* Phys. Rev. (2) **103**, 342—343, 1956, Nr. 2. (15. Juli.) (Pasadena, Calif., Inst. Technol.) Die beim Betazerfall von  $\text{Hf}^{181}$  auftretenden Beta- und Gamma Strahlungen wurden mit Hilfe eines Kristall-Beugungsspektrometers (Quarz), eines ringfokussierenden Betaspektrometers in Verbindung mit einer schnellen Koinzidenzeinrichtung und eines  $180^\circ$ -Betaspektrometers für niedrige Energien untersucht. Vff. schlagen

auf Grund von Energie- und Koinzidenzmessungen ein Niveauschema von  $Ta^{181}$  vor, das angeregte Niveaus bei 136,25; 482,0, 615,0, 618,9 und 958,0 keV enthält. Es wurden folgende Gamma-Energien gefunden: 3,9, 133,02, 136,25, 136,86, 345,85, 476,0, 482,0 und 615,5 keV. Den einzelnen Gamma-Strahlen werden Multipolaritäten zugeordnet. Für die einzelnen Niveaus werden Spinzuordnungen vorgeschlagen.

K. Mayer.

**10300 H. Frauenfelder, N. Levine, A. Rossi and Sidney Singer.** *Decay of  $Co^{58}$* . Phys. Rev. (2) **103**, 352—355, 1956, Nr. 2. (15. Juli.) (Urbana, Ill., Univ.) Die Untersuchung des Zerfallsschemas von  $Co^{58}$  wurde mit einem schnell-langsam Szintillationsspektrometer unter Verwendung von NaJ(Tl)-Kristallen durchgeführt, das zur Untersuchung von Winkelkorrelationen geeignet war. Bei der Untersuchung des einfachen Gamma-Spektrums wurde u. a. die Absorption jeder festgestellten Strahlung in Blei untersucht, wodurch eine Unterscheidung zwischen wahren Gamma-Linien und Summenlinien möglich wurde. Zusammen mit den Ergebnissen aus Winkelkorrelations- und Koinzidenzexperimenten ergab sich folgendes Bild:  $Co^{58}$  zerfällt nicht nur über den ersten sondern auch über den zweiten angeregten Zustand von  $Fe^{58}$ . Beide Zustände haben Spin 2 und gerade Parität. Der Übergang zwischen ihnen ist eine Mischung von E2- und M1-Strahlung mit einem Mischungsverhältnis  $\delta(E2/M1) = 2,2 \pm 0,3$ . Die Intensitäten der 1,62 MeV- und 0,81 MeV-Gamma-Strahlungen die vom zweiten angeregten Niveau in  $Fe^{58}$  ausgehen, sind — relativ zum 0,81 MeV-Hauptübergang —  $0,005 \pm 0,001$  und  $0,016 \pm 0,005$ . Schreibt man die Winkelkorrelationen zwischen den beiden 0,8 MeV-Gamma-Strahlen in der Form  $W(\Theta) = 1 + A_2 P_2(\cos\Theta) + A_4 P_4(\cos\Theta)$ , so fanden Vff. nach Korrektur auf die endliche Winkelauflösung der Detektoren  $A_2 = 0,26 \pm 0,03$  und  $A_4 = 0,28 \pm 0,05$ .

K. Mayer.

**10301 H. E. Gove, A. E. Litherland, E. Almqvist and D. A. Bromley.** *Gamma-ray branching ratio of the 3.95-Mev level in  $N^{14}$* . Phys. Rev. (2) **103**, 835—837, 1956, Nr. 3. (1. Aug.) (Chalk River, Ont., Can., Atomic Energy Can., Chalk River Lab.) Es wurde das Intensitätsverhältnis von 3,95 MeV-Cross-Over- zu (1,64—2,31 MeV) Kaskaden-Übergängen, die von dem 3,95 MeV-Niveau in den Grundzustand dieses Kerns führen, bestimmt. Es ergab sich für das Intensitätsverhältnis der 1,64 MeV- zur 3,95 MeV-Gamma-Strahlung der Wert von  $(4,3 \pm 0,8)\%$ . Zur Anregung des  $N^{14}$ -Niveaus wurde die Reaktion  $C^{12}(He^3, p)N^{14}$  benutzt. Die  $He^3$ -Teilchen wurden dazu in einem elektrostatischen Generator auf 1,55 MeV-Primärenergie beschleunigt. Zum Nachweis der Protonen diente ein Szintillationszähler mit CsJ(Tl)-Kristall. Die Gamma-Quanten wurden mit Hilfe eines 5 inch  $\varnothing$   $\cdot$  4 inch NaJ(Tl)-Kristallzylinders nachgewiesen, mit dem Messungen bei  $0^\circ$  und  $90^\circ$  relativ zur  $He^3$ -Einfallsrichtung durchgeführt wurden. Die 2,31 MeV-Strahlung zeigte eine isotrope Winkelverteilung; die 1,64 MeV-Strahlung hatte dagegen einen positiven 10%  $P_2(\cos\Theta)$ -Term in der Winkelverteilung. Diese Resultate sind verträglich mit einer  $0^+$ - bzw.  $1^+$ -Zuordnung für das 2,31 bzw. 3,95 MeV-Niveau in  $N^{14}$ .

K. Mayer.

**10302 D. S. Craig, W. G. Cross and R. G. Jarvis.** *Angular distribution of 16,1-Mev gamma rays from the 163-Kev resonance in the reaction  $B^{11}(p, \gamma)C^{12}$* . Phys. Rev. (2) **103**, 1414—1417, 1956, Nr. 5. (1. Sept.) (Chalk River, Ontario, Can., Canada Lim., Atom. Energy.) Es wurde bei Winkeln von  $0^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $90^\circ$  und  $120^\circ$  die relative Ausbeute an 16,1 MeV-Gamma-Strahlung gemessen, welche bei der Reaktion  $B^{11}(p, \gamma)C^{12}$  bei einer Protonenenergie von 168 keV auftritt. Bei der Messung wurden dicke Targets aus natürlichem Bor verwendet, das auf eine 0,01 inch-Molybdän-Unterlage aufgebracht war. Die Strahlung wurde mit Hilfe von Szintillationsspektrometern nachgewiesen, die mit großen NaJ(Tl)-Kristallen ausgerüstet waren. Die Winkelverteilung ist gegeben durch  $1 - A \cos\Theta + B \cos^2\Theta$

mit  $A = 0,19 \pm 0,06$  und  $B-A = 0,02 \pm 0,04$ . Es wird angenommen, daß der  $\cos\Theta$ -Term durch eine Interferenz zwischen einer  $(1^-)$ -Resonanz bei einer Protonenenergie von 1,4 MeV und der 163 keV-Resonanz mit Spin  $2^+$  verursacht wird.

K. Mayer.

**10303 F. W. Prosser jr., N. P. Baumann, D. K. Brice, W. G. Read and R. W. Krone.** *Angular distributions of the gamma rays from the reaction  $\text{Na}^{23}(p,\gamma)\text{Mg}^{24}$ .* Phys. Rev. (2) **104**, 369—375, 1956, Nr. 2. (15. Okt.) (Lawrence, Kansas, Univ., Dep. Phys.) Es wurden die Resonanzen im Compound-Kern  $\text{Mg}^{24}$  untersucht, welche bei Protonenbeschuß von Na-Targets im Energiegebiet  $E_p = 0,58$  bis  $E_p = 1,50$  MeV auftraten. Als Quelle für die monoenergetischen Protonen diente ein elektrostatischer Beschleuniger. Die auftretende schwache Gamma-Strahlung (p-Einfang) wurde mit  $\text{NaJ(Tl)}$ -Szintillationsspektrometern nachgewiesen. Es wurden zehn Resonanzen mit relativ großer Ausbeute an p-Einfang-Gamma-Strahlung gefunden. Die in den Grundzustand von Mg führenden Kaskaden wurden untersucht und ihre Komponenten energetisch bestimmt. Die Kaskadenübergänge gehen zumeist über gut bekannte Niveaus vonstatten. Die Winkelverteilung der ersten Gamma-Komponente der jeweiligen Kaskade wurde für sechs Resonanzen gemessen. Für die Resonanzenergien und die zugehörigen Spin- und Paritätswerte ergaben sich folgende Werte:  $E_p = 0,595; 0,676; 0,740; 0,744; 0,877$  ( $1^+$ ),  $0,989$  ( $4\pm$ );  $1,022$  ( $2^-$ );  $1,321$  ( $3^+$ );  $1,398; 1,419$  MeV ( $4^+$ ).

K. Mayer.

**10304 S. M. Shafroth and S. S. Hanna.** *Angular correlation in the  $2,86-0,72$  MeV cascade in  $\text{B}^{10}$ .* Phys. Rev. (2) **104**, 399—401, 1956, Nr. 2. (15. Okt.) (Baltimore, Maryl., The Johns Hopkins Univ., Dep. Phys.) Es wurde die Winkelkorrelation der Gamma-Strahlen der  $2,86-0,72$  MeV-Kaskade in  $\text{B}^{10}$  gemessen, indem man sich die Reaktion  $\text{Be}^9(d,n)\text{B}^{10*}(\gamma)\text{B}^{10}$  zunutze machte. Die Gamma-Koinzidenzspektren wurden mit einem Szintillationskoinzidenzspektrometer gemessen, das mit großen  $\text{NaJ(Tl)}$ -Kristallen ausgerüstet war. Es ergab sich, daß die Gamma-Gamma-Korrelation bei niedrigen Deuteronenenergien und dicken Be-Targets im wesentlichen unabhängig ist von der vorausgegangenen (d,n)-Reaktion. Setzt man für die beiden ersten angeregten Zustände von  $\text{B}^{10}$  Spin 1 oder 2 voraus, so ist die beobachtete Korrelation verträglich mit folgenden Schemata:  $2(93\% \text{D}, 7\% \text{Q}, 0\text{-Phase})$  1 (Q) 3; 2 (Q) 1 (Q) 3; 1 ( $89\% \text{D}, 11\% \text{Q}, \pi\text{-Phase}$ ) 1 (Q) 3; 1 ( $11\% \text{D}, 89\% \text{Q}, \pi\text{-Phase}$ ) 1 (Q) 3.

K. Mayer.

**10305 S. Thulin, J. O. Rasmussen, C. J. Gallagher jr., W. G. Smith and J. M. Hollander.** *Decay scheme of  $\text{Re}^{183}$  and rotational bands of daughter nucleus  $\text{W}^{183}$ .* Phys. Rev. (2) **104**, 471—474, 1956, Nr. 2. (15. Okt.) (Berkeley, Calif., Univ.-Dep. Chem., Chem. Engng., Rad. Lab.) Mit Hilfe eines photographisch registrierenden Permanentmagnet-Spektrographen (99 Gauß) wurde das Konversionselektronenspektrum, das beim Elektroneneinfangprozeß des  $70 \text{ d-Re}^{183}$  auftritt, untersucht. Die Auflösung (Halbwertsbreite) betrug etwa  $0,1\%$ . Es wurden achtzehn Gamma-Übergänge identifiziert. Mit einer Ausnahme waren diese Strahlungen schon von anderen Autoren bei Untersuchungen des Beta-Zerfalls von  $\text{Ta}^{183}$  gefunden worden. Aus den Intensitätsuntersuchungen schließen Vff. auf einen  $5/2^+$ -Grundzustand von  $\text{Re}^{183}$ . Die Ergebnisse der Untersuchung gestatten es, numerische Werte oder Grenzen für M1—E2-Mischungsverhältnisse einiger Gamma-Strahlen auf Grund von L-Unterschalen-Konversionskoeffizienten anzugeben.

K. Mayer.

**10306 Henry T. Motz.** *Slow-neutron capture gamma rays from sodium and cadmium.* Phys. Rev. (2) **104**, 1353—1364, 1956, Nr. 5. (1. Dez.) (Upton, N. Y., Brookhaven Nat. Lab.) Es wurde ein Magnetspektrometer mit dünner Linse zur Beobachtung der Konversionsspektren (COMPTON- und Photoelektronen) bei den Reaktionen



$\text{Na}^{23}$  ( $n, \gamma$ )  $\text{Na}^{24}$  und  $\text{Cd}^{113}(n, \gamma) \text{Cd}^{114}$  benutzt. Der Energiemeßbereich erstreckte sich von 300 keV bis 3 MeV. Es wurden zwei verschiedene Versuchsanordnungen benutzt. Bei der ersten wurde ein Target im Spektrometer an einer Stelle angebracht, wo ein externer Neutronenstrahl die Spektrometerachse durchkreuzte. Bei der zweiten Anordnung wurde das Targetmaterial in einem Reaktor deponiert und ein kollimierter Gamma-Strahl auf die Konverterfolie des Spektrometers gerichtet. Es zeigte sich, daß die zweite Anordnung vorteilhafter als die erste war. Vf. ordnete vier der beobachteten neun Na-Gamma-Strahlen Übergängen zwischen Niveaus zu, die auf Grund der  $\text{Na}^{23}(\text{d}, \text{p}) \text{Na}^{24}$ -Reaktion bekannt waren. Auf Grund ihrer Energie- und Intensitätsdaten wurden die übrigen Gamma-Strahlungen in ein erweitertes Zerfallsschema eingeordnet. Aus dem Spektrum der inneren Konversionselektronen von  $\text{Cd}^{114}$  ergab sich die Existenz eines  $0^+$ -Niveaus bei  $1308 \pm 3$  keV. E2-Übergänge von diesem Niveau in andere  $\text{Cd}^{114}$ -Niveaus wurden beobachtet. Außer den bekannten  $\text{Cd}^{114}$ -Niveaus bei 559 keV ( $2^+$ ) und 1286 keV ( $4^+$ ) wurden vom Vf. noch drei weitere Niveaus vorgeschlagen, um das Gamma-Spektrum erklären zu können:  $1212 \pm 3$  keV ( $2^+$  oder  $1^-$ ),  $1368 \pm 4$  keV ( $2^+$  oder  $1^+$ ) und  $1860 \pm 5$  keV ( $4^+$  oder  $3^-$ ).

K. Mayer.

10307 G. Trumpy. *Measurement of circularly polarized gamma-radiation following polarized neutron capture.* Physica, 's Grav. **22**, 1181—1182, 1956, Nr. 11. (Nov.) (S. B.) (Kjeller, Norw., J.E.N.E.R.)

H. Ebert.

10308 E. M. Krisjuk, A. D. Witman, W. D. Worobjew, I. W. Worobjew, K. I. Ilin, G. D. Latyschew, M. A. Listengarten und A. G. Sergejew. *Mit dem Übergang 2615 keV verbundene innere Konversion in  $\text{Pb}^{208}$ .* Bull. Acad. Sci. U.R.S.S. Sér. Phys. (russ.) **20**, 883—890, 1956, Nr. 8. (Aug.) (Orig. russ.)

10309 I. A. Antonowa. *Untersuchung von Konversions-Elektronenspektren der Isomere  $\text{Ba}^{137}$ ,  $\text{In}^{113}$  und  $\text{In}^{115}$  mit Hilfe dickbeschichteter photographischer Platten.* Bull. Acad. Sci. U.R.S.S. Sér. Phys. (russ.) **20**, 896—902, 1956, Nr. 8. (Aug.) (Orig. russ.)

10310 N. N. Deljagin, G. A. Kusnezowa und W. S. Spinel. *Untersuchung der harten  $\gamma$ -Strahlung von  $\text{Ir}^{192}$  mit Hilfe eines Lumineszenzspektrometers.* Bull. Acad. Sci. U.R.S.S. Sér. Phys. (russ.) **20**, 909—912, 1956, Nr. 8. (Aug.) (Orig. russ.)

10311 B. S. Dshelepov, N. N. Shukowski, W. G. Nedowesow, I. F. Utschewatkin und W. G. Tschumin.  *$\gamma$ -Spektrum von  $\text{Sb}^{124}$ .* Bull. Acad. Sci. U.R.S.S. Sér. Phys. (russ.) **20**, 925—932, 1956, Nr. 8. (Aug.) (Orig. russ.)

10312 K. A. Baskowa und B. S. Dshelepov. *Untersuchung der Winkelverteilung von  $\gamma$ -Quanten bei der Zerstrahlung von Positronen in verschiedenen Stoffen.* Bull. Acad. Sci. U.R.S.S. Sér. Phys. (russ.) **20**, 951—955, 1956, Nr. 8. (Aug.) (Orig. russ.)

10313 N. A. Burgow und G. W. Daniljan. *Untersuchung des  $\gamma$ -Spektrums bei Neutroneneinfang in  $\text{Na}^{23}$  und  $\text{Th}^{232}$ .* Bull. Acad. Sci. U.R.S.S. Sér. Phys. (russ.) **20**, 941—946, 1956, Nr. 8. (Aug.) (Orig. russ.)

H. Weidemann.

10314 D. Geißler. *Streuung an einem Kastenpotential.* Ann. Phys., Lpz. (6) **18**, 113—124, 1956, Nr. 3/4. (15. Aug.) (Leipzig, Univ., Theor.-Phys. Inst.) Es werden die Phasenverschiebungen  $\delta_0$ ,  $\delta_1$ ,  $\delta_2$  für die S-, P- und D-Wellen bei der Streuung eines Teilchens an einem anderen Teilchen mit gleicher Masse unter der Voraussetzung berechnet, daß die Wechselwirkung zwischen den beiden Partikeln durch ein Kastenpotential (Potentialtiefe  $V_0$ ; Radius  $a$ ) beschrieben werden kann. Die Rechnungen werden sowohl für den nichtrelativistischen als auch für den relativistischen Fall durchgeführt (relativistische SCHRÖDINGER-

Gleichung) und die Ergebnisse graphisch dargestellt. Die einzelnen  $\delta_1$  werden bei der Darstellung als Parameter fest vorgegeben ( $\delta_1 = \text{const}$ ). Um den Zusammenhang zwischen Einfallenergie  $E$  und Potentialparametern für die Nebenbedingungen  $\delta_1 = \text{const}$  darzustellen, bedient sich Vf. eines Diagramms, bei dem eine Kombination von  $V_0$  und  $a$  als Funktion einer Kombination von  $E$  und  $a$  für verschiedene Werte von  $\delta_1 = \text{const}$  dargestellt wird. Es werden einige Anwendungsmöglichkeiten dieser Diagramme diskutiert. K. Mayer.

**10315 D. Geißler.** *Zur Theorie der Proton-Proton-Streuung bei hohen Energien.* Ann. Phys., Lpz. (6) **18**, 125—145, 1956, Nr. 3/4. (15. Aug.) (Leipzig, Univ., Theor.-Phys. Inst.) Es wird ein Überblick über die Ergebnisse und die phänomenologischen Theorien von p-p-Streuexperimenten insbesondere bei hohen Energien gegeben. Die theoretischen Deutungsversuche der bei diesen Experimenten auftretenden isotropen Winkelverteilung des Streuquerschnitts 1. durch Annahme einer geeigneten Superposition höherer Partialwellen (P, D, ...) und 2. durch die BREITSche Hypothese von Protonenisomeren werden auf Grund der darüber erschienenen Veröffentlichungen zusammenfassend diskutiert. Vf. ergänzt die Hypothese der Protonenisomeren durch die zusätzliche Annahme, daß man die einfallenden Protonen schon vor dem eigentlichen Streuakt als unterscheidbar von den Targetprotonen ansehen kann und berechnet unter dieser Voraussetzung den differentiellen Streuquerschnitt für drei verschiedene Kernkrafttypen unter Berücksichtigung der COULOMB-Effekte. F- und höhere Phasen werden dabei vernachlässigt. Vf. zeigt, daß mit schmalen ( $a \approx (0,26-0,56) \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ ) und sehr tiefen ( $V_0 \approx 1700-1200 \text{ MeV}$ ) Kastenpotentialen, insbesondere bei Verwendung von Austauschkräften vom SERBER-Typ, die Experimente zwischen 100 und 435 MeV befriedigend beschrieben werden können.

K. Mayer.

**10316 Richard Wilson.** *Polarization in nucleon scattering at various energies.* Phil. Mag. (7) **46**, 769—782, 1955, Nr. 378. (Juli.) (Oxford, Clarendon Lab.) Es wird ein Ausdruck für die Polarisierung bei elastischer Nukleonstreuung an Kernen hergeleitet und insbesondere als Funktion der Energie diskutiert. Bei der Herleitung wird das durch einen Spin-Bahn-Kopplungsterm erweiterte Potential des optischen Modells benutzt. Es werden dabei zwei Arten von Spin-Bahn-Potentialen verwendet: Beim uniformen Potential wird eine gleichmäßige Wechselwirkung über das gesamte Kernvolumen angenommen; beim FERMI-Potential wird die Wechselwirkung wegen des dort auftretenden Terms  $(1/r) (dV(r)/dr)$  auf den Oberflächenbereich des Kerns beschränkt. Die Diskussion der Energieabhängigkeit der Polarisierung geschieht unter der das analytische Verfahren erleichternden Annahme, daß der Kern Zylindergestalt hat und die Zylinderachse mit der Richtung der einfallenden Nukleonen zusammenfällt. Unter dieser Voraussetzung werden die Streuamplituden in der Form  $f(\theta) + \vec{\sigma} \cdot \vec{n} \sin \Theta$  abgeleitet ( $\vec{n}$  Normalenvektor zur Streuebene), und zwar sowohl für die uniforme als auch für die FERMI-Wechselwirkung. Dabei zeigt sich, daß in Wirklichkeit die FERMI-Korrektur vorliegen muß. Der rasche Abfall der Polarisierung bei Erniedrigung der Energie von 150 MeV auf 60 MeV kann qualitativ erklärt werden. Ferner wird gezeigt, daß die Polarisierung ihr Vorzeichen ändern kann, und zwar bei einer Energie, die in der Nähe derjenigen liegt, bei welcher der totale Wirkungsquerschnitt ein Maximum hat. Für Experimente ist folgendes wichtig: Die Polarisierung muß bei kleinen Winkeln bestimmt werden, weil unter diesen Umständen die Polarisierung gegen die genaue Form des Kernpotentials ziemlich unempfindlich ist; wegen der COULOMB-Interferenzen dürfen die Winkel aber auch nicht zu klein sein. Es wird eine Untersuchung der Abhängigkeit der Polarisierung vom Kernradius empfohlen, weil

so am deutlichsten zwischen der uniformen und der FERMI-Wechselwirkung entschieden werden kann. Der Einfluß der benutzten Approximationen auf die Endergebnisse wird ausführlich diskutiert. K. Mayer.

**10317 P. Budini and L. Taffara.** *On the energy loss and specific ionization of a relativistic particle in a polarizable medium. I.* Nuovo Cim. (10) 4, 23—45, 1956, Nr. 1. (1. Juli.) (Trieste, Univ., Ist. Fis.; Padova, Univ., Ist. Naz. Fis. Nucl.) Es wurde der mittlere totale Energieverlust eines geladenen Teilchens berechnet, das durch ein polarisierbares Medium läuft. Dazu wurde in die FERMIsche Theorie ein Ausdruck  $\varepsilon(\omega)$  für die Dielektrizitätskonstante eingeführt, der sowohl zur Beschreibung der Absorptionseigenschaften des Mediums als auch der Dispersionseffekte geeignet ist. Mit Hilfe dieses Ansatzes wurde die Aufspaltung des mittleren totalen Energieverlustes in die Anteile, welche von ČERENKOV-Strahlung, primärer Ionisation und Anregung der Atome des Mediums herrühren, möglich. Es wurde ferner der Einfluß der Mediumpolarisierbarkeit auf die Anzahl der Ionen untersucht, die von dem ionisierenden Teilchen pro Längeneinheit erzeugt werden. Diese Zahl zeigt ein logarithmisches Anwachsen bei relativistischen Energien, das schließlich in Sättigung übergeht, welche durch die Polarisierbarkeit des Mediums hervorgerufen wird. Genauso verhält sich auch die Anzahl derjenigen Ereignisse bei relativistischen Energien, bei denen ein Hüllenelektron mit einer Energie emittiert wird, die größer als eine bestimmte Schwellenenergie ist. K. Mayer.

**10318 C. C. Grosjean.** *On a new approximate one-velocity theory of multiple scattering in infinite homogeneous media.* Nuovo Cim. (10) 4, 582—594, 1956, Nr. 3. (1. Sept.) (Gent. Belg., Rijksuniv., Interuniv. Inst. Kernwetenschappen.) Im Anschluß an eine frühere Arbeit über einen neuen Näherungsformalismus zur Lösung von Vielfachstreuproblemen in unendlich ausgedehnten Medien wird der Ausdruck für den Teilchenstrom hergeleitet für den Fall, daß isotrope bzw. leicht anisotrope Streuung vorliegt. Für den speziellen Fall einer isotropen Punktquelle wird ein Vergleich zwischen den Ergebnissen der einfachen Formel und der Näherungsformel durchgeführt. Dabei ergibt sich, daß die benutzten Näherungen sehr genau sind und die Formeln einige bemerkenswerte Eigenschaften besitzen. K. Mayer.

**10319 W. Thirring.** *Depolarization of stopped particles.* Nuovo Cim. (10) 4, 666 bis 668, 1956, Nr. 3. (1. Sept.) (Univ. Bern, Phys. Inst.) Nimmt man an, daß das elektrische Quadrupolmoment des betrachteten Elementarteilchens von der Größenordnung  $Q \simeq e (\hbar/Mc)^2$  ist, so ergibt sich sofort, daß der Hauptbeitrag zur Depolarisation von den magnetischen Wechselwirkungen herrührt, während die Quadrupolwechselwirkungen vernachlässigbar klein sind. Für den Fall von  $\tau$ -Mesonen wird untersucht, unter welchen Umständen eine Beeinflussung der Polarisation stattfinden kann. Für normale Werte  $\mu$  des magnetischen Moments des Mesons kann allenfalls eine Beeinflussung für den  $n = 1$ -Zustand in Frage kommen. K. Mayer.

**10320 E. Minardi.** *On the resonance nucleon-nucleus scattering.* Nuovo Cim. (10) 4, 1219—1221, 1956, Nr. 5. (1. Nov.) (Aosta, Soc. Naz. Cogne, Sezione Torino, Ist. Naz. Fis. Nucl.) Im Anschluß an eine frühere Arbeit wird die Anwendungsmöglichkeit einer dort entwickelten Lösungsmethode (S'Matrix) des HAMILTON-Funktion-Diagonalisierungsproblems auf die Nukleon-Kern-Resonanzstreuung kurz diskutiert. Es wird gezeigt, daß das Verfahren zuverlässig zu sein scheint, wenn Reaktionsprozesse im Kern stattfinden, wenn man also z. B. in nullter Näherung das komplexe Potential nach FESHBACH, PORTER und WEISSKOPF benutzen kann. K. Mayer.



**10321 K. Symanzik.** *On scattering at very high energies.* Nuovo Cim. (10) **5**, 659 bis 665, 1957, Nr. 3. (1. März.) (Chicaco, Univ., Enrico Fermi Inst. Nucl. Stud.) Aus den allgemeinen Dispersionsformeln und der Forderung der Unitarität wird das asymptotische Verhalten der Streuamplitude bei sehr hohen Energien hergeleitet. Dabei ist angenommen, daß die Tangensapproximation die allgemeine Dispersionsbeziehung erfüllt. Es zeigt sich, daß der totale Wirkungsquerschnitt asymptotisch schwächer als proportional mit der Laboratoriumsenergie gehen muß.  
Faissner.

**10322 Werner Brandt.** *Effects of valence states of atoms on the stopping of swift-charged particles in matter.* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 219—220, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.)  
Schön.

**10323 R. J. Glauber.** *The effect of the exclusion principle on the refractive index of the nucleus at high energies.* Physica, 's Grav. **22**, 1185, 1956, Nr. 11. (Nov.) (S. B.) (Cambridge, Mass., Harvard Univ., Lyman Lab. Phys.)  
H. Ebert.

**10324 G. W. Greenlees, B. C. Haywood, L. G. Kuo and M. Petravić.** *The elastic and inelastic scattering of protons by Mg.* Proc. phys. Soc. Lond. (A) **70**, 331 bis 336, 1957, Nr. 5 (Nr. 449A). (1. Mai.) (Univ. Birmingham, Phys. Dep.) Der Protonenstrahl aus dem Zyklotron trat durch einen Kollimator in die Streukammer, in deren Mitte sich die 2,22 mg/cm<sup>2</sup> dicke Streufolie aus Mg natürlicher Isotopenzusammensetzung befand, deren Winkelstellung zum Strahl von außen beliebig geändert werden konnte. Der Nachweis der gestreuten Protonen erfolgte mit einem KJTI-Kristall von 3 mm Dicke und 13 mm Durchmesser, dessen Stellung zum Strahl zwischen 15 und 165° variiert werden konnte und in dem alle gestreuten Protonen zur Ruhe kamen, sowie einem 60-Kanal-Impulsspektrographen. Zwei gut aufgelöste Maxima werden der elastischen Streuung und der unelastischen in Verbindung mit dem 1,37 MeV-Niveau des Mg<sup>24</sup> zugeschrieben. Die Protonenenergie wurde durch Messung elastisch gestreuter Protonen in Photoemulsionen zu  $(9,80 \pm 0,07)$  MeV bestimmt und konnte durch Al-Absorber vor dem Kollimator außerdem auf 9,55; 9,13; 8,83; 8,62; 7,86 MeV herabgesetzt werden. Für diese Energien wurden die Winkelverteilungen aufgenommen, wobei die Genauigkeit der Winkel 1,5° betrug, die der relativen Streuquerschnitte auf 3%, die der absoluten für elastische Streuung auf 5% und für unelastische auf 8% geschätzt wird. Die stark energieabhängigen Ergebnisse deuten auf Beteiligung sowohl direkter Wechselwirkung als auch Zwischenkernbildung.  
G. Schumann.

**10325 R. J. N. Phillips.** *On the phase-shift analysis of high-energy p-p scattering.* Nuovo Cim. (10) **5**, 1335—1337, 1957, Nr. 5. (1. Mai.) (Harwell, Berks., Atomic Energy Res. Est.) Die Daten der 140 MeV-Proton-Streuung werden analysiert, wobei entweder die <sup>3</sup>F<sub>2</sub>-Welle ohne Kopplung oder die <sup>3</sup>F<sub>4</sub>-Welle benützt wird. Die verschiedenen Sätze von Phasenverschiebungen sind zusammengestellt. Die speziellen Annahmen über die Form der <sup>3</sup>F-Wechselwirkung beeinflussen die Lösung stark.  
M. Wiedemann.

**10326 C. R. Bolmgren, G. D. Freier, J. G. Likely and K. F. Famularo.** *Differential cross section measurements for the elastic scattering of protons by N<sup>14</sup>.* Phys. Rev. (2) **105**, 210—212, 1957, Nr. 1. (1. Jan.) (Minneapolis, Minn., Univ., Dep. Phys.) Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die elastische Streuung von Protonen an N<sup>14</sup> wurde im Energiebereich von E<sub>p</sub> = 1,5 bis 3,5 MeV bei den Winkeln 39° 14', 54° 44', 90°, 125° 16' und 140° 46' (Schwerpunktsystem) mit einem Fehler von etwa 4—5% bestimmt. Ausgeprägte Resonanzen wurden bei den folgenden Energien beobachtet ( $\pm 0,01$  MeV): E<sub>p</sub> = 1,55; 1,74; 1,805; 2,36; 2,49; 3,20 und 3,40 MeV. Die Energieeichung beruht auf der Bestimmung

der  $\text{Li}^7(\text{p},\text{n})$ -Schwelle. Die 3,40 MeV-Resonanz entspricht einem bisher noch nicht beobachteten  $\text{O}^{15}$ -Niveau bei 10,5 MeV. Der nicht-resonante Anteil des Wirkungsquerschnitts ist bei  $140^\circ$  etwa viermal, bei  $125^\circ$  etwa dreimal und bei  $90^\circ$  etwa doppelt so groß, als er bei reiner RUTHERFORD-Streuung zu erwarten wäre. Dagegen ist die Abweichung bei  $54^\circ$  im gesamten Energiebereich kleiner als 5%, während bei  $39^\circ$  der nicht-resonante Wirkungsquerschnitt etwa 10–20% unter dem reinen RUTHERFORD-Streuquerschnitt liegt.

R. Bock.

**10327 F. B. Hagedorn, F. S. Mozer, T. S. Webb, W. A. Fowler and C. C. Lauritsen.** *Elastic scattering of protons by  $\text{N}^{14}$ .* Phys. Rev. (2) **105**, 219–226, 1957, Nr. 1. (1. Jan.) (Pasadena, Calif., Inst. Technol., Kellogg Rad. Lab.) Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die elastische Streuung von Protonen an  $\text{N}^{14}$  wurde im Energiebereich  $E_p = 620$  bis 1820 keV bei den Winkeln  $90^\circ$ ,  $125^\circ$ ,  $154^\circ$  und  $160^\circ$  (Schwerpunktsystem) gemessen. Die Energieunschärfe des Protonenstrahls war kleiner als 0,1%. Die gestreuten Protonen wurden mit einem doppelt-fokussierenden magnetischen  $180^\circ$ -Spektrometer analysiert. Die beobachteten Resonanzen bei  $1054 \pm 3$ ,  $1544 \pm 6$ ,  $1737 \pm 4$  und  $1799 \pm 5$  keV entsprechen  $\text{O}^{15}$ -Niveaus bei 8,33, 8,79, 8,97 und 9,03 MeV. Nimmt man an, daß der nicht-resonante Untergrund nur von S-Wellen-Potentialstreuung herrührt, so erhält man für die Resonanzen bei 1054 und 1544 keV die Spin- und Paritätszuordnungen  $J = 3/2^+$  und  $J = 1/2^+$ . Dagegen zeigt die Analyse der 1737 keV-Resonanz, daß ein reiner S-Wellen-Untergrund zur Erklärung der Meßwerte nicht ausreicht. Wegen des Untergrunds ist eine eindeutige Analyse der 1799 keV-Resonanz und eine definitive Spin- und Paritätszuordnung nicht möglich. Nach theoretischen Erwägungen wird der 1799 keV-Zustand durch p-Wellen angeregt und hat die Zuordnung  $J = 1/2^-$  oder  $3/2^-$ .

R. Bock.

**10328 O. Chamberlain, E. Segrè, R. D. Tripp, C. Wiegand and T. Ypsilantis.** *Experiments with 315-Mev polarized protons: proton-proton and proton-neutron scattering.* Phys. Rev. (2) **105**, 288–301, 1957, Nr. 1. (1. Jan.) (Berkeley, Calif., Univ., Dep. Phys., Rad. Lab.) Als Funktion des Streuwinkels wurde die Polarisation von 315 MeV-Protonen bei der elastischen p-p- und p-n-Streuung gemessen. Die maximale Polarisation beträgt bei beiden Wechselwirkungen nahezu 40%. Die Polarisation bei der p-p-Streuung wurde außerdem für 270 MeV-Protonen untersucht. Mit Dreifach-Streuexperimenten wurden für die p-p-Streuung die WOLFENSTEIN-Parameter  $D(\Theta)$  (Depolarisation) und  $R(\Theta)$  (Rotation) im Winkelbereich von  $22^\circ$  bis  $80^\circ$  (Schwerpunktsystem) bestimmt. — Eine Analyse der für die p-p-Streuung erhaltenen Daten wurde von Stapp et al. vorgenommen (nachst. Ref.). Die Phasenverschiebungen für alle mit dem PAULI-Prinzip verträglichen Zustände des p-p-Systems mit  $j \leq 6$  und  $l \leq 5$ , nämlich  $^1\text{S}_0$ ,  $^3\text{P}_0$ ,  $^3\text{P}_1$ ,  $^3\text{P}_2$ ,  $^1\text{D}_2$ ,  $^3\text{F}_2$ ,  $^3\text{F}_3$ ,  $^3\text{F}_4$ ,  $^1\text{G}_4$ ,  $^3\text{H}_4$ ,  $^3\text{H}_5$ ,  $^3\text{H}_6$  und zwei weitere aus Mischungen von jeweils zwei Zuständen mit gleichem Spin S, Gesamtdrehimpuls J und gleicher Parität — also insgesamt 14 Phasenverschiebungen — werden in die Rechnung einbezogen. Als Resultat werden acht Sätze von Phasenverschiebungen erhalten, die mit den Messungen in Einklang stehen. Unterwirft man diese noch zusätzlichen Bedingungen auf Grund von Daten der Reaktion  $p + p = \pi^+ + d$ , so bleiben als Endresultat noch fünf Sätze übrig, die folgende gemeinsame Eigenschaften aufweisen: (1) Negative  $^1\text{S}_0$ - und positive  $^1\text{D}_2$ -Phasenverschiebungen, die für einen von attraktivem Potential umgebenen repulsiven harten Kern charakteristisch sind, (2) negative  $^3\text{P}_0$ - und  $^3\text{P}_1$ - und positive  $^3\text{P}_2$ -Phasenverschiebungen, bei schwacher Wechselwirkung ein Charakteristikum für LS-Kopplung und (3) kleine G- und H-Phasenverschiebungen.

R. Bock.

**10329 H. P. Stapp, T. J. Ypsilantis and N. Metropolis.** *Phase-shift analysis of 310-Mev proton-proton scattering experiments.* Phys. Rev. (2) **105**, 302–310,

1957, Nr. 1. (1. Jan.) (Berkeley, Calif., Univ., Dep. Phys., Rad. Lab.; Los Alamos, N. M., Sci. Lab.) Die von CHAMBERLAIN et al. bei p-p-Streuexperimenten mit 310 MeV-Protonen gewonnenen Daten (Wirkungsquerschnitte, Polarisation und WOLFENSTEIN-Parameter D, R und A) (vorst. Ref.) werden analysiert. Für die in die Analyse einbezogenen 14 Phasenverschiebungen werden fünf Lösungen angegeben.

R. Bock.

10330 E. Clementel and C. Villi. *Phaseshift analysis of pp and np scattering experiments*. Physica, 's Grav. **22**, 1172—1173, 1956, Nr. 11. (Nov.) (S. B.) (Padova Univ., Ist. Fis.; Trieste, Univ., Ist. Fis.)

10331 P. Benoist, C. Marty and Ph. Meyer. *Inelastic scattering of 100 MeV-protons from  $^{12}\text{C}$* . Physica, 's Grav. **22**, 1173—1175, 1956, Nr. 11. (Nov.) (S. B.) (Paris, Inst. Radium; Coll. France; Ecole norm. supér.)

10332 B. T. Geilikman. *Quadrupole radiation in pp collisions*. Physica, 's Grav. **22**, 1175—1176, 1956, Nr. 11. (Nov.) (S. B.) (Moscow, Acad. Sci. USSR.)

10333 Behram Kursunoglu. *Proton bremsstrahlung*. Physica, 's Grav. **22**, 1176, 1956, Nr. 11. (Nov.) (S. B.) (Ankara, Turk. Gen. Staff Sci. Advisory Board.)

10334 A. Akhiezer and I. Pomerantchuk. *The radiation of photons during the collision between fast protons and nuclei*. Physica, 's Grav. **22**, 1176—1178, 1956, Nr. 11. (Nov.) (S. B.) (Charkov, Ukrain. Acad. Sci., Phys. Tech. Inst.)

10335 L. N. Rosenzweig. *Proposed modification of double scattering experiment for protons*. Physica, 's Grav. **22**, 1179—1180, 1956, Nr. 11. (Nov.) (S. B.) (Charkov, Ukrain. Acad. Sci., Phys. Tech. Inst.)

10336 J. Sawicki. *Neutron polarization in (pn)-reactions and nuclear optical model*. Physica, 's Grav. **22**, 1180, 1956, Nr. 11. (Nov.) (S. B.) (Warschau, Univ., Inst. Theor. Phys.)

H. Ebert.

10337 H. W. Lewis, J. W. Olness and W. Haeberli. *Inelastic scattering of protons from  $\text{S}^{32}$* . Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 213, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.)

10338 H. A. Enge, W. W. Buechner, A. Sperduto and M. Mazari.  *$\text{Al}^{27}(d, p)\text{Al}^{28}$  stripping analysis*. Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 212, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.)

Schön.

10339 W. B. Cheston and C. Werntz. *Polarization in (d,p)-reactions*. Physica, 's Grav. **22**, 1179, 1956, Nr. 11. (Nov.) (S. B.) (Minneapolis, Univ. Minnesota, Phys. Dep.)

10340 A. Akhiezer and A. Sitenko. *On the interaction of fast deuterons with nuclei*. Physica, 's Grav. **22**, 1183—1185, 1956, Nr. 11. (Nov.) (S. B.) (Charkov, Ukrain. Acad. Sci., Phys. Tech. Inst.)

H. Ebert.

10341 P. Hillman, G. H. Stafford and C. Whitehead. *A new method of measuring asymmetries in neutron polarization experiments*. Nuovo Cim. (10) **4**, 67—74, 1956, Nr. 1. (1. Juli.) (Harwell, Berks., Atomic Energy Res. Est.) Es wurde ein Solenoid von 3,35 m Länge, 903 Windungen und maximal  $1,14 \cdot 10^6$  Aw gebaut (Max. Strom 1250 A) mit dessen Hilfe es möglich ist, die Polarisationssebene von  $\sim 100$  MeV-Neutronen in beiden Richtungen um jeweils  $90^\circ$  zu drehen. Diese Methode ermöglicht damit die Messung des Asymmetrieverhältnisses bei Neutronenpolarisationsexperimenten, ohne daß dabei der Detektor bewegt werden muß. Dadurch können diejenigen Fehlerquellen bei der Messung der Asymmetrie vermieden werden, welche bei den bisher üblichen Meßmethoden durch die Bewegung des Detektors entstanden. Zur Prüfung der Solenoidmethode wurde



die Polarisation des Neutronenstrahls am Harwell-Zyklotron gemessen. Der Neutronenstrahl wurde mit Hilfe eines Beryllium-Targets im Innern des Zyklotrons erzeugt. Der Winkel zwischen den einfallenden Protonen und dem benutzten Neutronenstrahl betrug  $26^\circ$ . Bei der Asymmetriemessung wurden die Neutronen gezählt, die von einem Uranstreukörper um  $1/3^\circ$  gestreut wurden. Die Messungen wurden bei vier verschiedenen Solenoidströmen ausgeführt. Es zeigte sich, daß die Resultate gut mit den theoretisch zu erwartenden Werten übereinstimmen.

K. Mayer.

**10342 H. W. Newson, J. H. Gibbons, H. Marshak, R. M. Williamson, R. C. Mobley, J. R. Patterson and P. F. Nichols.** *Neutron resonances in the kev region: heavier odd elements.* Phys. Rev. (2) **105**, 198—201, 1957, Nr. 1. (1. Jan.) (Durham, N. C., Duke Univ., Dep. Phys.) Für eine Reihe von Elementen wurden totale Neutronen-Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Energie bestimmt. Bei den nachfolgenden Elementen wurden Linien beobachtet, die vermutlich als Einzelresonanzen interpretiert werden können (Energiebereich in keV): Thallium (0,1—80), Rubidium (5—25), Kupfer (1—80), Chlor (6—200), Yttrium (0,5—80) und Lanthan (1—10). Die Anregungsfunktionen für Praseodym (0,5—150), Gallium (1—60), Gold (1—40), Tantal (1—6), Silber (2,5—11), Niob (0,5—10,5), Lanthan (10—100), Cäsium (1—4,5) und Jod (1—15) zeigten dagegen nur flache oder wellige Strukturen. Letztere sind für schlecht aufgelöste Spektren typisch, weisen also auf nicht mehr aufgelöste sehr eng benachbarte Resonanzlinien hin. Für Cäsium und Jod betragen die mittleren Wirkungsquerschnitte im Energiebereich  $E_n = 2$  bis 4,5 keV 10,2 bzw. 8,3 barn, für Gold ( $E_n = 12$ —21 keV) 12,0 barn, für Niob (0,5—10 keV) 7, Tantal (0,5—6 keV) 12,5 und Silber (2 bis 11 keV) 7 barn

R. Bock.

**10343 LeRoy Heaton and S. S. Sidhu.** *Thermal-neutron coherent scattering amplitudes of thallium and osmium.* Phys. Rev. (2) **105**, 216—218, 1957, Nr. 1. (1. Jan.) (Lemont, Ill., Argonne Nat. Lab.) Die Streuamplituden für kohärente Streuung thermischer Neutronen an Thallium und Osmium wurden bestimmt. Früher publizierte Meßergebnisse an TlBr basierten auf einem zu niedrigen Wert für die Streuamplitude von Brom. Für die kohärente Streuamplitude  $b$ , den kohärenten Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{coh}$  und den Streuquerschnitt für den gebundenen Kern  $\sigma_s$  ergaben sich folgende Werte: Thallium (gemessen an TlBr):  $b = 0,89 \cdot 10^{-12}$  cm;  $\sigma_{coh} = 10,04$  barn;  $\sigma_s = 10,14$  barn. Osmium:  $b = 1,08 \cdot 10^{-12}$  cm;  $\sigma_{coh} = 15,20$  barn;  $\sigma_s = 15,36$  barn.

R. Bock.

**10344 A. L. Baz.** *Polarization of neutrons, elastically scattered by lead.* Physica, 's Grav. **22**, 1180—1181, 1956, Nr. 11. (Nov.) (S. B.) (Moscow, Inst. Phys.)

**10345 I. I. Levintov, A. V. Miller, V. N. Shamshev and E. Z. Tarumov.** *A new method of measuring fast neutron polarization.* Physica, 's Grav. **22**, 1181, 1956, Nr. 11. (Nov.) (S. B.) (Moscow, Acad. Sci. USSR.)

H. Ebert.

**10346 Jeremy Bernstein.** *Electromagnetic properties of the deuteron. Exchange current contributions to electron-deuteron scattering at high energies.* Phys. Rev. (2) **104**, 249—253, 1956, Nr. 1. (1. Okt.) (Cambridge, Mass., Harvard Nucl. Lab.) Die Analyse der Elektron-Deuteron-Streuung bei großen Energien hängt ab von der Kenntnis der Zwei-Nukleonen-Ladungsdichte. Diese ist proportional dem Amplitudenquadrat der Wellenfunktion des Zweiteilchensystems, falls Mesonenaustausch vernachlässigt wird. Nimmt man ihn aber hinzu, dann kann man einen Operator der effektiven Ladungsdichte ableiten, als eine Expansion nach Anzahl der ausgetauschten Mesonen. Es wird gezeigt, daß bei einem Meson dieser Operator einen Beitrag von mehreren Prozent zum differentiellen Wirkungsquerschnitt für Elektron-Deuteron-Streuung bei großen Winkeln und hohen Energien liefert.

Rottmann.

**10347 A. M. Hudson.** *Energy loss and straggling of 150-Mev electrons in Li, Be, C and Al.* Phys. Rev. (2) **105**, 1—6, 1957, Nr. 1. (1. Jan.) (Stanford, Calif., Univ., Phys. Dep., High-Energy Phys. Lab.) Vf. maß den wahrscheinlichsten Energieverlust und die Verteilung des Energieverlusts für 150 MeV-Elektronen aus einem Linearbeschleuniger in dünnen ( $\approx 2,5 \text{ g/cm}^2$ ) Targets von Li, Be, C und Al. Die Halbwertsbreite der Primärenergieverteilung, bestimmt durch ein System schmäler Blenden, betrug 0,20 MeV. Die Energieverteilung der gestreuten Elektronen wurde mit einem doppeltfokussierenden  $180^\circ$ -Magnetspektrometer aufgenommen. Die Ergebnisse sind tabelliert und werden ausführlich mit den nach verschiedenen Theorien errechneten Werten verglichen. Die Daten für den wahrscheinlichsten Energieverlust stimmen nach Korrektur auf den Dichte-effekt gemäß STERNHEIMER mit der LANDAUSCHEN Theorie überein. Die Neuberechnung dieses Effekts mit neueren Werten des Ionisationspotentials verbessert die Übereinstimmung im Fall von C, während bei Li, Be und Al sich keine wesentlichen Änderungen ergeben. Die Halbwertsbreiten der Streuverteilungen sind durchweg um 7 bis 15% breiter als nach LANDAU, in qualitativer Übereinstimmung mit einer Bemerkung von HINES. Daniel.

**10348 Kenneth C. Rogers and Leon M. Lederman.** *Interactions of 85-Mev positive pions with deuterons.* Phys. Rev. (2) **105**, 247—256, 1957, Nr. 1. (1. Jan.) (Irvington-on-Hudson, N. Y., Columbia Univ., Nevis Cyclotr. Lab.) Es wurden Stoßprozesse von  $\pi$ -Mesonen mit Deuterium in einer Diffusionsnebelkammer beobachtet. Bei Anwendung von positiven  $\pi$ -Mesonen waren alle bei 85 MeV möglichen Reaktionen sichtbar. Aus 272 Stößen im Deuteriumgas wurden Gesamtwirkungsquerschnitte, Winkelverteilungen für elastische und unelastische Streuungen, Austauschstreuung und Absorption bestimmt. Die Ergebnisse werden mit denen der Impuls-Näherungstheorie verglichen. Thurn.

**10349 S. Ferroni and S. Fubini.** *High energy electron scattering by polarized nuclei.* Nuovo Cim. (10) **1**, 263—265, 1955, Nr. 1. (Jan.) (Torino, Univ., Ist. Naz. Fis. Nucl.) Zur Untersuchung der Ladungsverteilung im Kern sind verschiedentlich Streuexperimente mit hochenergetischen Elektronen ausgeführt worden. Dabei wurden stets unpolarisierte Targetkerne benutzt, was zur Folge hatte, daß nur die radiale Ladungsverteilung im Kern untersucht werden konnte. Es wird darauf hingewiesen, daß man bei Experimenten mit ausgerichteten Kernen über die azimutale Abhängigkeit des Elektronen-Streuquerschnitts auch Aussagen über eine eventuelle Asymmetrie der Ladungsverteilung im Kern gewinnen kann. Vff. geben eine vorläufige theoretische Behandlung dieser Elektronenstreuung an polarisierten Targetkernen, bei der die Hauptzüge des Phänomens behandelt werden, sofern sich diese ohne eine genaue Kenntnis der exakten Lösung der zugrunde gelegten DIRAC-Gleichung gewinnen lassen. Die Lösung der DIRAC-Gleichung wird durch die notwendige Annahme eines vom Ortsvektor abhängigen nicht kugelsymmetrischen Potentials kompliziert. Bei ihrer Darstellung beschränken sich Vff. auf den Fall, daß bei der Kernladungsverteilung nur Quadrupoleffekte mitspielen. Die Formel für die Winkelverteilung des Wirkungsquerschnitts wird diskutiert, besonders auch im Hinblick auf die günstigsten experimentellen Bedingungen. Abschätzungen für den Fall von  $\text{Ta}^{181}$  führen bei geeigneten Versuchsbedingungen auf einen Wert des azimutalen Effekts von  $\approx 40\%$ . K. Mayer.

**10350 R. Gatto.** *Theory of the effect of nucleon-nucleon correlations on the scattering of high energy electrons or muons by nuclei.* Nuovo Cim. (10) **2**, 669—676, 1955, Nr. 3. (1. Sept.) (Rom, Univ., Ist. Naz. Fis. Nucl.) Die Korrelationen zwischen den Nukleonen sind bei Berücksichtigung des PAULI-Prinzips im wesentlichen durch die spezifischen Kernwechselwirkungen (Kernkräfte, COULOMB-Kräfte) zwischen

den Nukleonen bestimmt. Der Untersuchung liegt eine relativistische Beschreibung des gestreuten Teilchens zugrunde, bei welcher der Einfachheit halber der Spin ignoriert wird. Die Nukleonen werden nichtrelativistisch behandelt. Diskutiert wird das Verhältnis  $\mathfrak{R}$  der Streuquerschnitte zwischen der Streuung an einem Kern mit  $Z$  Protonen und der Streuung an einer Punktladung  $Ze$ . Es zeigt sich, daß zur Berechnung von  $\mathfrak{R}$  nur eine genügend genaue Kenntnis der Kerngrundzustand-Wellenfunktion erforderlich ist. Die Wechselwirkungen zwischen den Nukleonen werden auf Zweikörper-Wechselwirkungen beschränkt.  $\mathfrak{R}$  wird als Summe eines kohärenten Beitrags  $C$  und eines inkohärenten Beitrags  $J$  aufgefaßt und nach dem Grad der nuklearen Wechselwirkungen entwickelt:  $\mathfrak{R} = \mathfrak{R}^{(0)} + \mathfrak{R}^{(1)} + \dots = C^{(0)} + J^{(0)} + C^{(1)} + J^{(1)} + \dots \mathfrak{R}^{(1)}$  d. h. die durch Zweikörperwechselwirkungen bedingte Korrektur wird berechnet. Dabei kann gezeigt werden, daß der Beitrag der kohärenten Streuung verschwindet. Nach Ableitung einer allgemeinen Formel für  $\mathfrak{R}^{(1)}$  beschränkt sich Vf. bei der Diskussion auf den Grenzfall verschwindend kleiner Reichweite der Kernkräfte und hofft, daß man hieraus eine rohe Abschätzung für die Größe des Effekts gewinnen und seine Hauptmerkmale erkennen kann. Unter dieser Annahme kann die Abhängigkeit der Größe  $ZJ^{(1)}$  vom Streuwinkel berechnet werden. Sie ist für fünf verschiedene Energiewerte im Gebiet von 200 bis 1000 MeV für  $\mu$ -Mesonen graphisch dargestellt. Die aus verschiedenen Fehlerquellen sich herleitenden Unsicherheiten werden diskutiert.

K. Mayer.

**10351 M. Bernardini, P. Broveto and S. Ferroni.** *Scattering of fast electrons by polarized nuclei.* Nuovo Cim. (10) **5**, 1292—1304, 1957, Nr. 5. (1. Mai.) (Torino, Univ., Ist. Naz. Fis. Nucl.) Unter Hinweis auf kürzlich entwickelte Methoden, nach denen man paramagnetischen Substanzen hohe Kernpolarisationen verleihen kann, werden mittels der BORNschen Näherung detaillierte Berechnungen der Streuquerschnitte solcher Kerne für energiereiche Elektronen durchgeführt. Ausgangspunkt bildet die von J. VON NEUMANN eingeführte Dichtematrix für eine Gesamtheit (von beschossenen Kernen) im zeitkonstanten gemischten Spinzustand. Die azimuthale Anisotropie der Wirkungsquerschnitte wird als Funktion der Kernladungsverteilung abgeleitet. Als Anwendung werden die Verhältnisse an  $^{181}_{73}\text{Ta}$  berechnet, und es zeigt sich, daß die vorausgesagte Anisotropie zwischen 130 % und 50 % liegt entsprechend der gewählten Gestalt der Kernladungsverteilung.

Joerchel.

**10352 E. Clementel and C. Villi.** *Phaseshift analysis of pion-nucleon scattering experiments. I. General outline.* Suppl. Nuovo Cim. (10) **3**, 474—489, 1956, Nr. 3. (Padova, Univ., Ist. Fis.; Trieste, Univ., Ist. Fis.) Bei der Entwicklung eines neuen Verfahrens zur Analyse der Phasenverschiebungen bei der  $\pi$ -Meson-Nukleon-Streuung werden hauptsächlich zwei Annahmen getroffen: (1) Ladungsunabhängigkeit der Kernkräfte und (2) Beschränkung auf S- und P-Wellen. Die von Vf. entwickelte Methode ist einfacher als die bisher gebräuchlichen insbesondere bei der Behandlung der Streuung von  $\pi^+$ -Mesonen. Nachdem in einem ersten Abschnitt ein allgemeiner Abriß des Verfahrens gegeben ist, wird in zwei weiteren das Verhalten der Phasenverschiebungen in Abhängigkeit von der  $\pi$ -Mesonenenergie einmal für den Fall mit Isotopenspin  $T = 3/2$  (ANDERSON-BETHE- und FERMI-METROPOLIS-Lösungen) und zum anderen für den Fall  $T = 1/2$  diskutiert (STEINBERGER-Lösungen). In einem letzten Abschnitt wird eine Erweiterung der Methode auf D-Wellen für  $\pi^+$ -Nukleon-Streuung gegeben. — Die Phasenanalyse beruht auf einem geometrisch-mechanischen Verfahren und ist geeignet, jeweils einen Kanal eines Fermion-Boson-Streuprozesses zu analysieren. Dieser „mechanische Analysator“ ist einfach und führt rasch zu numerischen Resultaten. Sein Hauptvorteil besteht darin, daß durch ihn die Änderungen der Phasenverschiebung mit der Energie unmittelbar anschaulich gemacht werden



können und daß die Möglichkeit zu einem einfachen Stabilitätstest gegenüber Änderungen in den Koeffizienten der Winkelverteilung des Streuprozesses gegeben ist.

K. Mayer.

**10353 I. Gabrielli, G. Iernetti, E. Clementel and C. Villi.** *Phaseshift analysis of pion-nucleon scattering experiments. II. Operational procedure.* Suppl. Nuovo Cim. (10) 3, 496—525, 1956, Nr. 3. (Trieste, Univ., Ist. Fis.; Padova, Univ. Ist. Fis.) In einer früheren Arbeit waren einige Eigenschaften der  $\pi$ -Meson-Nukleon-Streuung dargelegt worden. Zur Phasenverschiebungsanalyse bedienten sich Vff. dabei eines geometrisch-mechanischen Verfahrens, welches die Phasenverschiebungen — auch kontinuierlich in ihrer Abhängigkeit von der  $\pi$ -Mesonenenergie — unmittelbar als geometrisch anschauliche Größen liefert. Man nahm dabei an, daß die Koeffizienten  $A_1, B_1, C_1$  der Winkelverteilung beim Mesonenstreuprozeß sowie die Eingangsparameter  $u_1(k), v_1(k)$  und  $w_1(k)$  des Analysators exakt bekannt sind. Diese Voraussetzung wird nun fallengelassen. Die experimentellen Fehler bei der Bestimmung der  $A_1, B_1, C_1$  werden berücksichtigt und ihr Einfluß auf die Eingangsparameter des Analysators wird bestimmt, um so ein Verfahren zu gewinnen, das zur Behandlung praktischer Fälle benutzt werden kann. Im ersten Abschnitt der Arbeit werden die Beschränkungen für die Eingangsparameter diskutiert, die sich auf Grund der mathematischen Struktur des Problems ergeben (Fehlerellipsoid, „Verträglichkeitsgebiet“ der Phasenverschiebungen). Im zweiten Abschnitt wird das Kriterium zur Prüfung der Phasenverschiebungsstabilität gegenüber Variationen (Fehlern) in den  $A_1, B_1, C_1$  oder gegenüber Schwankungen in den Eingangsparametern des Analysators für den Fall  $T = 3/2$  gegeben ( $\pi^+$ -Streuung für Energien  $> 70$  MeV). Im dritten Abschnitt wird eine allgemeine Diskussion über die Bestimmung der Phasenverschiebungen für den Fall  $T = 1/2$  (bis zu  $\sim 200$  MeV) und für niederenergetische Streuakte ( $< 70$  MeV) mit  $T = 3/2$  gegeben. In § 4 werden die Korrelationen zwischen experimentellen Daten und Phasenverschiebungen im Falle  $T = 1/2$  besonders untersucht. Im fünften Abschnitt wird eine Analyse der  $\pi$ -Meson-Nukleon-Streuung bei 189 MeV als Beispiel in allen Einzelheiten durchgeführt.

K. Mayer.

**10354 E. L. Lomon.** *A soluble model of meson-nucleon s-state scattering.* Nuovo Cim. (10) 4, 106—122, 1956, Nr. 1 (1. Juli.) (Rehovoth, Israel, Weizmann Inst. Sci., Dep. Phys.) Es wird die Wechselwirkungs-HAMILTON-Funktion (1)  $H_1 = g \int d_3 x \bar{\psi}(x) \varphi(x) \cdot \varphi(x) \psi(x) + \lambda \int d_3 x \bar{\psi}(x) (\pi(x) \times \varphi(x)) \cdot \tau \psi(x)$  untersucht,  $g$  und  $\lambda$  sind Kopplungskonstanten  $\psi, \bar{\psi}$  und  $\varphi, \pi$  sind die Feldoperatoren und ihre kanonisch konjugierten für die Nukleon- und Mesonfelder. Vff. führt die Diagonalisierung von (1) durch. Ein Vergleich mit experimentellen Daten liefert vernünftige Werte für die Parameter.

K. Mayer.

**10355 D. Kessler and P. Kessler.** *On the validity of the Williams-Weizsäcker method and the problem of the nuclear interactions of relativistic  $\mu$ -mesons.* Nuovo Cim. (10) 4, 601—609, 1956, Nr. 3. (1. Sept.) (Paris, Ecole Normale Supér.; Paris, Inst. Henry Poincaré.) Die von FOWLER vorgebrachten Argumente, welche die Anwendbarkeit der semi-klassischen WILLIAMS-WEIZSÄCKER-Methode auf das Problem der Kernwechselwirkung relativistischer  $\mu$ -Mesonen betreffen, werden diskutiert. Anschließend wird eine neue Methode zur Behandlung der  $\mu$ -Mesonen-Kernwechselwirkung entwickelt, die vom Gesichtspunkt der Feldtheorie ausgeht. Dabei zeigt sich, daß die Resultate von WILLIAMS und WEIZSÄCKER von dem neuen Standpunkt aus ebenfalls wieder erhalten werden können. Ferner werden einige neue Resultate aufgezeigt, die die Winkelabweichung des  $\mu$ -Mesons betreffen. Diese ist in den meisten praktischen Fällen kleiner als bei elastischer COULOMB-Streuung

K. Mayer.

**10356 R. Oehme.** *Causality and dispersion relations for the scattering of mesons by fixed nucleons.* Nuovo Cim. (10) **4**, 1316—1328, 1956, Nr. 6. (1. Dez.) (Univ. Chicago, Enrico Fermi Inst. Nucl. Stud.) VI. zeigt, daß sich die Dispersionsbeziehungen für Meson-Nukleon-Streuung unter weniger einschränkenden Bedingungen herleiten lassen, als man bisher ansetzte. Wenn man zum Grenzfall ruhender Nukleonen übergeht, genügen die Kausalitätsbedingung und die Eigenschaften des Spektrums bereits zur Ableitung der Dispersionsformeln für die Vorwärts-Streuamplituden. Die Existenz einer FOURIER-Darstellung der Streuamplitude in unphysikalischen Bereichen braucht nicht mehr gefordert zu werden.

Faissner.

**10357 S. D. Drell, M. H. Friedman and F. Zachariasen.** *Theory of S-wave pion scattering and photoproduction at low energies.* Phys. Rev. (2) **104**, 236—248, 1956, Nr. 1. (1. Okt.) (Cambridge, Mass., Inst. Technol., Dep. Phys., Lab. Nucl. Sci.) Es wird die S-Wellen Pion-Nukleon-Wechselwirkung mit festen Nukleonenquellen analog dem CHEW-LOW-WICK Formalismus untersucht. Eine lineare

S-Wellen-Wechselwirkung der Form  $\lambda_0 \vec{\varphi} \cdot \vec{\varphi} + \lambda \vec{\tau} \cdot (\vec{\varphi} \times \vec{\pi})$  wird zur gewöhnlichen p-Wellen-Kopplung  $(4\pi)^{1/2} (f/\mu) \vec{\sigma} \cdot \nabla \vec{\tau} \cdot \vec{\varphi}$  hinzugefügt. Gleichungen für die Streuung werden aufgestellt und in der Ein-Meson-Näherung gelöst. Es werden die renormierten Kopplungsparameter  $\lambda_0$  und  $\lambda$  (und eine Abschneideenergie) bestimmt. Die Phasenverschiebung der S-Wellen gibt Übereinstimmung mit dem Experiment bis  $\sim 100$  MeV. Mit den oben bestimmten Kopplungsparametern wird der  $\pi^+$  und  $\pi^0$  Photoerzeugungsquerschnitt als verträglich mit den experimentellen Ergebnissen befunden. Ein KROLL-RUDERMAN-Theorem wird abgeleitet.

Petzold.

**10358 D. E. Nagle, R. H. Hildebrand and R. J. Plano.** *Scattering of 10—30 Mev negative pions by hydrogen.* Phys. Rev. (2) **105**, 718—724, 1957, Nr. 2. (15. Jan.) (Chicago, Ill., Univ., Enrico Fermi Inst. Nucl. Stud., Dep. Phys.) In einer Wasserstoff-Blasen-kammer wurden 57  $\pi^-$ -p-Streuereignisse im Energiebereich 10 bis 30 MeV beobachtet. Die S-Wellenstreuulänge  $\frac{1}{3} \eta^{-1} (2\alpha_1 + \alpha_3) = 0,077 \pm 0,011$  beschreibt die Daten am besten unter der Annahme, daß  $\alpha_{13} = \alpha_{31} = \alpha_{11} = 0$ ;  $\alpha_{33} = 0,235 \eta^3$ . Eine Verbindung dieses Ergebnisses mit denen anderer Streuexperimente bei niederen Energien liefert eine Abschätzung von  $\alpha_1$  und  $\alpha_3$ .

Thurn.

**10359 J. Ashkin, J. P. Blaser, F. Feiner and M. O. Stern.** *Pion-proton scattering at 220 Mev.* Phys. Rev. (2) **105**, 724—728, 1957, Nr. 2. (15. Jan.) (Pittsburgh, Penn., Carnegie Inst. Technol.) Differentielle  $\pi$ -Meson-Proton-Wirkungsquerschnitte wurden bei  $(220 \pm 7)$  MeV bei acht Winkeln mit Szintillationszählern gemessen. Es tritt ein Minimum unter  $90^\circ$  auf. Die statistischen Fehler der Meßpunkte betragen 5 bis 10 %. Es wurden keine Hinweise auf eine d-Wellenstreuung gefunden.

Thurn.

**10360 Herwig Schopper.** *Die elastische Streuung von  $\gamma$ -Strahlen bei kleinen Streuwinkeln.* Z. Phys. **147**, 253—260, 1957, Nr. 3. (10. Jan.) (Erlangen, Univ., Phys. Inst.) Zur genaueren Kenntnis der RAYLEIGH-Streuung wurden die Wirkungsquerschnitte für die Streuung von Gamma-Strahlen der Energien 325 keV ( $\text{Cr}^{51}$ ) und 661 keV ( $\text{Cs}^{137}$ ) für Streuwinkel zwischen  $2,5^\circ$  und  $20^\circ$  gemessen. Als Streukörper dienten Kupfer-, Blei- und Aluminium-Ringe, deren Achse mit der Verbindungslinie Präparat-Detektor zusammenfiel. Ein zylinderförmiger Bleikörper, dessen Achse ebenfalls mit dieser Verbindungslinie zusammenfiel, sorgte für die Absorption der direkten Strahlung. Als Nachweisgerät diente ein Szintillationsspektrometer. Gemessen wurde die Summe der Wirkungsquerschnitte von RAYLEIGH- und COMPTON-Streuung, da sich die Gamma-Energien der COMPTON-Streuquanten bei kleinen Winkeln nur wenig von der Primärenergie

unterscheiden und daher mit der verwendeten Apparatur nicht von den vollständig elastisch gestreuten RAYLEIGH-Streuquanten unterschieden werden konnten. Die Streuquerschnitte für elastische Streuung wurden dann aus den experimentellen Daten durch Berücksichtigung des theoretischen COMPTON-Streuquerschnitts gewonnen. Sie werden durch die einfache Formfaktortheorie wiedergegeben.

K. Mayer.

**10361 Luise Meyer-Schützmeister and V. L. Telegdi.** *Inelastic nuclear scattering of photons by Au<sup>197</sup>.* Phys. Rev. (2) **104**, 185—190, 1956, Nr. 1. (1. Okt.) (Chicago, Ill., Univ., Enrico Fermi Inst. Nucl. Stud.) Es wurde eine untere Grenze des totalen Wirkungsquerschnitts für inelastische Photonenstreuung als Funktion der Energie bestimmt, indem man die Gamma-Ausbeute der Reaktion  $\text{Au}^{197}(\gamma, \gamma')\text{Au}^{197m}$  (7,5 s) als Funktion der Betatronenergie feststellte. Zum Nachweis der Gamma-Strahlen dienten zwei parallel geschaltete NaJ(Tl)-Szintillationszähler zwischen deren Kristalle das zu untersuchende 16 g-Goldtargget nach der Bestrahlung rasch und automatisch (Rohrpost) befördert werden konnte. Mittels dieser Methode war es möglich, die einzelnen Meßpunkte mit guter Statistik zu bestimmen und bei den benutzten Betatronenergien von 4—24 MeV die Zerfallskurven für jede Energie detailliert zu studieren. Aus den Ausbeutekurven ergibt sich, daß der Wirkungsquerschnitt für Gamma-Gamma-Streuung sehr steil abfällt, sobald die Schwelle der  $(\gamma, n)$ -Reaktion erreicht wird. Das Maximum des Wirkungsquerschnitts liegt bei  $(7,8 \pm 0,2)$  MeV und beträgt etwa 3,5 mb. Die Feststellung dieses Maximums steht in Widerspruch zu früheren Ergebnissen von CAMERON und KATZ, stimmt aber qualitativ mit dem Verhalten der  $\text{In}^{115}(\gamma, \gamma')\text{In}^{115}$ -Reaktion, die von BURKHARDT et al. untersucht wurde, überein. Vff. fanden ferner ein zweites Maximum im Wirkungsquerschnitt der  $\text{Au}^{197}(\gamma, \gamma')\text{Au}^{197m}$ -Streuung bei etwa 15 MeV, wo die „Giant“-Resonanz ihr Maximum hat. Dies steht in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von HAYWARD und FULLER über elastische Gamma-Streuung an Gold. — Die Resultate wurden mit den Voraussagen der statistischen Theorie des Kerns verglichen. Sie konnten am einfachsten erklärt werden, wenn man annahm, daß die Gamma-Emissionsbreite unterhalb 12 MeV Anregungsenergie durch die WEISSKOPFSche Abschätzung für  $\Gamma_{M1}$  und oberhalb von 12 MeV durch entsprechendes  $\Gamma_{M2}$  wiedergegeben wird. Auf Grund dieser neuen Hypothese wurden Daten aus anderen Arbeiten über  $(\gamma, \gamma')$ -Streuung (In, Rh) neu interpretiert

K. Mayer.

**10362 J. Randles.** *Incoherent scattering of gamma rays from the bound electrons of heavy elements.* Proc. phys. Soc. Lond. (A) **70**, 337—347, 1957, Nr. 5 (Nr. 449 A). (1. Mai.) (Univ. Birmingham, Dep. Math. Phys.) Bei Messung der elastischen Streuung von Photonen an schweren Atomen werden je nach Energieauflösung des Nachweisgeräts auch solche mit einem gewissen Energieverlust erfaßt. Die Wahrscheinlichkeit dafür wird durch eine Gewichtsfunktion für den unelastischen Streuquerschnitt beschrieben. Bei dessen Berechnung braucht man nur die K-Elektronen und deren Anregung in einen Kontinuumszustand zu berücksichtigen. Alle übrigen Prozesse liefern nach einem groben Überschlag einen Beitrag von weniger als 16 %. Die Rechnung bezieht sich auf Streuwinkel  $\gtrsim 60^\circ$  und  $\gamma$ -Energien, die groß sind gegen die Bindungsenergien in der K-Schale der betr. Elemente. Die Ableitung wird zunächst unrelativistisch im einzelnen durchgeführt und dann für den relativistischen Fall skizziert. Die Anwendung auf Sn und Hg ergibt befriedigende Übereinstimmung der nichtrelativistischen und relativistischen Werte für Sn, während bei Hg die nichtrelativistische Theorie versagt. Allerdings wird auch bei Sn nur das Verhältnis des unelastischen zum elastischen Querschnitt brauchbar wiedergegeben, nicht der absolute Querschnitt.

G. Schumann.



**10363 W. Primak, L. H. Fuchs and P. Day.** *Effects of nuclear reactor exposure on some properties of vitreous silica and quartz.* J. Amer. ceram. Soc. **38**, 135—139, 1955, Nr. 4. (Apr.) (Lemont, Ill., Argonne Nat. Lab.) Setzt man Quarz den in einem Kernreaktor vorliegenden Strahlungsverhältnissen aus, so verändert er seine Struktur allmählich in Richtung auf den amorphen Zustand hin. Das macht sich bemerkbar in Dichte, Brechungsindex, Doppelbrechung, opt. Drehvermögen, im Verschwinden der Hoch-Tief-Umwandlung des Quarzes und im Absorptionsspektrum. Auch die Eigenschaften von Quarzglas erfahren im Kernreaktor eine Veränderung. So nehmen z. B. Dichte und Brechungsindex des Glases etwas zu. Beim Versuch, die bestrahlten Körper auszuheizen, beobachtet man eine Veränderung der Eigenschaften, die nicht leicht deutbar ist. Die Aussagen werden durch DEBYE-SCHERRER-Aufnahmen belegt. Deeg.

**10364 A. Sittkus.** *Der außergewöhnliche Anstieg der kosmischen Ultrastrahlung am 23. Februar 1956. (2. Mitteilung.)* Z. Naturf. **11a**, 604—606, 1956, Nr. 7. (Juli.) (Freiburg/Br., Univ., Phys. Inst.) Der Intensitätsanstieg der Ultrastrahlung am 23.2.1956 begann nach mehreren übereinstimmenden Messungen europäischer Stationen im Bereich um  $50^\circ$  Nord und  $5^\circ$  Ost zwischen 03.43 und 03.45 WZ. Dagegen setzte er nach Messungen von MEYER und SIMPSON in Chicago ( $42^\circ$ N,  $88^\circ$ W) erst um 03.50 :  $30_{-1,00}^{+0,60}$  WZ ein. Diese Zeitdifferenz von 5 bis 8 min bedeutet bei den am Erdboden erfaßten Energien von 2 bis 10 GeV eine Differenz der Laufstrecken gleich dem Abstand Sonne—Erde. Vf. stellt deshalb die Hypothese auf, daß die in Europa nachgewiesene Eruptions-Ultrastrahlung zum größten Teil auf geradem Weg von der Sonne kam, während die in Chicago registrierten Teilchen ursprünglich in andere Richtungen emittiert, dann aber durch Umlenkung und/oder Streuung an interplanetarischen Wolken zur Erde hingelenkt wurden. Anzeichen für das Auftreten dieser Streustrahlung ergeben sich auch aus der zeitlichen Zunahme der Absorbierbarkeit der in Europa registrierten Strahlung u. ä. Aus den Beobachtungen läßt sich entnehmen, daß die Emission der Ultrastrahlung zum Zeitpunkt maximaler Intensität der sichtbaren chromosphärischen Eruption begann und sich wahrscheinlich nicht über deren Ende hinaus erstreckte. Faissner.

**10365 E. Remy and A. Sittkus.** *Der Tagesgang der kosmischen Ultrastrahlung. II.* Z. Naturf. **11a**, 556—561, 1956, Nr. 7. (Juli.) (Freiburg/Br., Univ., Phys. Inst.) Die totale Intensität der kosmischen Ultrastrahlung wurde während des Jahres 1953 auf dem Schauinsland bei Freiburg ( $48^\circ$ N,  $8^\circ$ O, 1200 m) mit einer Zählrohrkoinzidenzapparatur registriert. Die Anordnung besteht aus vier übereinander angebrachten Zählrohrlagen von je  $3000\text{ cm}^2$  Zählfläche. Da die zwölf Zählrohre jeder Lage kreisförmig ausgelegt sind, ist eine azimutale Richtungsbevorzugung ausgeschlossen. Durch geeignete Koinzidenzkombinationen zwischen den Lagen lassen sich Strahlen mit Zenitwinkelbereichen um  $10^\circ$ ,  $20^\circ$  und  $30^\circ$  gesondert untersuchen. Die Intensitäten der Strahlen um  $40^\circ$  lassen sich aus den Messungen berechnen. Wegen der großen statistischen Genauigkeit der Messungen läßt sich der Tagesgang der Ultrastrahlung schon durch Mittelung über drei Tage bestimmen. Es ergibt sich ein recht kompliziertes Bild: oft zeigen sich mehrere Maxima und Minima während eines Tages. Die Zahl der Maxima und die Zeit ihres Auftretens wechseln von Tag zu Tag, desgleichen die Höhe, die jedoch nur in Extremfällen 1 % erreicht. Mit den erdmagnetischen Störungen mit 27tägiger Wiederholungstendenz scheint eine Korrelation zu bestehen. Der Tagesgang hängt stark und zeitlich variabel vom Zenitwinkel ab. Faissner.

**10366 B. Rossi.** *Lectures on the origin of cosmic rays.* Suppl. Nuovo Cim. (10) **2**, 275—335, 1955, Nr. 1.

**10367 U. Haber-Schaim.** *The energy spectrum of the primary cosmic radiation.* Suppl. Nuovo Cim. (10) **2**, 336—338, 1955, Nr. 1. H. Ebert.

**10368 E. Lohrmann.** *Wechselwirkungen sehr hoher Energie in der kosmischen Strahlung.* Z. Naturf. **11a**, 561—579, 1956, Nr. 7. (Juli.) (Bern, Univ., Phys. Inst.; Hechingen, Hochspannungslab.) Vf. beschreibt eine Reihe hochenergetischer Wechselwirkungen. Sie fanden sich in Emulsionsstapeln, die der Ultrastrahlung exponiert worden waren. Einleitend wird die Meßmethodik der Vielfachstreuung diskutiert, wobei besonderer Wert auf die Eliminierung der unechten Streuung gelegt wird. Außerdem wurde durch Ionisationsmessung an einem Elektron mit einer Energie  $> 2 \cdot 10^6$  mc<sup>2</sup> nachgewiesen, daß sich das Plateau der Blob-Dichte bis zu diesen Energien erstreckt. Die mittlere freie Weglänge für direkte Paarerzeugung wurde zu  $(50^{+50}_{-23})$  mm bestimmt. Unter den eingehend diskutierten hochenergetischen Prozessen befinden sich zwei „jets“ vom Typ 5 + 30p bzw. 3 + 55n. Die Winkelverteilung im Schwerpunktsystem ist bei beiden stark anisotrop. Die aus Streumessungen berechnete mittlere Mesonenenergie und die Energieverteilung sind mit der HEISENBERGSchen Theorie verträglich. Schließlich wird das Antiprotonenereignis von TEUCHER, WINZELER und LOHRMANN (Nuovo Cim. **3**, 228, 1956) noch einmal beschrieben. Faissner.

**10369 S. Standil.** *Bursts in NaI(Tl) near sea level.* Phys. Rev. (2) **96**, 777, 1954, Nr. 3. (1. Nov.) (Winnipeg, Can., Univ., Dep. Phys.) Die in zwei NaJ-Szintillationszählern (3,5 inch Durchmesser, 2 inch Dicke) durch Höhenstrahlung ausgelösten Impulse wurden 3000 h lang beobachtet. Die Impulshöhenverteilung wurde gemessen. Die Intensität ist unterhalb 100 MeV proportional zu  $E^\gamma$  mit  $\gamma = 3,6 \pm 0,2$  (E Impulshöhe). Mayer-Kuckuk.

**10370 L. Bertanza e G. Martelli.** *Effetto barometrico degli sciami atmosferici estesi a 3500 m sul l. d. m.* Suppl. Nuovo Cim. (9) **12**, 118, 1954, Nr. 1. (S. B.) (Pisa.) H. Ebert.

**10371 M. Carrasi.** *The spin kinematics for a charged particle in a uniform magnetic field.* Nuovo Cim. (10) **5**, 955—960, 1957, Nr. 4. (1. Apr.) (Genova, Univ., Ist. Fis. Nucl.) Der Einfluß eines homogenen Magnetfeldes auf die Spinorientierung von Elektronen in einem Strahl wurde berechnet, wobei die exakte Lösung der DIRAC-Gleichung benutzt wurde. Bei senkrechter Feldrichtung zur Elektronenbahn ließ sich zeigen, daß die Spinorientierung, bezogen auf die Ausbreitungsrichtung, sich nicht verändert. Schneider.

**10372 Don E. Harrison jr.** *Supplementary sputtering calculations.* Phys. Rev. (2) **105**, 1202—1203, 1957, Nr. 4. (15. Febr.) (Louisville, Kent., Univ.) Berücksichtigung der von G. K. WEHNER (Ber. **35**, 2047, 1956) experimentell für die Mindest-Ionenenergie ermittelten Werte bei der Auswertung der Theorie des Vf. zur Kathodenzerstäubung (Ber. **36**, 318, 1957). Methfessel.

**10373 G. W. Jull.** *An experimental investigation of characteristic electron energy losses in solids.* Proc. phys. Soc. Lond. (B) **69**, 1237—1248, 1956, Nr. 12 (Nr. 444 B). (1. Dez.) (London, Imp. Coll.) Es werden die diskreten Energieverluste untersucht, die an 8 bis 12 keV-Elektronen beim Durchgang durch verschiedene Schichten (Al, Mg, Be, Si, C, Ag, Au) beobachtet werden. Es wird ein elektrostatischer Geschwindigkeitsanalysator benutzt, wie ihn zuerst GABOR angegeben hat (Empfindlichkeit  $10^{-14}$  Amp, Auflösung 1,1 eV bei 1,6 keV, Apertur  $5 \cdot 10^{-3}$ ). Die Schichten werden im Vakuum aufgedampft und kommen im selben Vakuum ins Spektrometer. Die Dicke der Schichten wird mittels Vielstrahlinterferenz ermittelt. Bei

den Schichten wird variiert der Bindungsgrad (Oxyde) und die Dicke. Besonders dünne Schichten wurden in Schichten fremden Materials eingebettet. Die Linie 14,6 eV in Al bei 10 keV-Elektronen wurde genauer untersucht. Die mittlere freie Weglänge ergibt sich zu 260 Å. Auf Grund der Resultate wird angenommen, daß diese Linie durch kollektive Anregung entsteht und daß Grenzschichten eine wichtige Rolle bei der Bestimmung der Intensität der Energieverluste spielen.

German.

**10374 E. Merzbacher and J. R. Herring.** *Probability distribution of ion pairs.* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 222, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.) Schön.

**10375 W. Jawtusch, G. Schuster und R. Jaeckel.** *Untersuchungen über die Stoßvorgänge zwischen neutralen Atomen und Molekülen.* ForschBer. Wirtsch. Verkehrsm. Nordrh.-Westf. 1955, Nr. 157, 35 S. (Bonn, Univ., Phys. Inst.) Es wurde die Streuung eines Molekularstrahls an einem anderen, den ersten kreuzenden, untersucht. Diese Technik erlaubt die Bestimmung von effektiven Stoßquerschnitten auch nicht gasförmiger Stoffe. Der Stoßquerschnitt erweist sich als ein Vielfaches des Querschnitts, den MASSEY und MOHR für das starrelastische Kugelmodell errechneten. Die Abweichung wird man auf weitreichende Molekularkräfte zurückführen müssen. Die experimentelle Methode wird eingehend behandelt.

Trier.

**10376 Sydney Geltman.** *Electron photodetachment from the negative hydrogen ion.* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 222, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.) Schön.

**10377 John Slater.** *Configuration interaction as applied to two-electron systems.* Spectrochim. Acta **3**, 280, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Cambridge, Mass., Inst. Technol., Dep. Phys.)

**10378 L. C. Green.** *Some attempts to obtain ground-state wave functions of considerable accuracy for two-electron systems.* Spectrochim. Acta **3**, 288, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Haverford, Penn., Strawbridge Obs., Haverford Coll.)

**10379 C. C. J. Roothaan.** *Simple wave functions for first-row atoms and ions.* Spectrochim. Acta **3**, 288, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Chicago, Ill., Univ., Dep. Phys.)

**10380 M. A. Catalan and R. Velasco.** *The configurations in the spectra of the third group of transition elements.* Spectrochim. Acta **3**, 288, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Madrid, Inst. Opt.) Pruckner.

**10381 Chr. Klixbüll Jørgensen.** *Variation of the parameters of electrostatic interaction  $F_K$  derived from absorption spectra of lanthanide complexes.* K. danske vidensk. Selsk. (Dan. mat. Fys. Medd.) **30**, 1—38, 1956, Nr. 22. Nach ausführlicher Diskussion der Literatur (etwa 100 Zitate) über Absorptionsspektren von Komplexionen Seltener Erden und der dabei beobachteten Linienverschiebungen bei Übergang vom wäßrigen Ion zu Komplexionenverbindungen und eigenen Absorptionsmessungen wird die Verschiebung interpretiert als Abnahme der SLATERSchen Wechselwirkungsintegrale für nur teilweise aufgefüllte Schalen infolge teilweise kovalenter Bindungen. Bezüglich weiterer Einzelheiten siehe die Originalarbeit.

Bartholomeyczky.

**10382 P. F. A. Klinkenberg.** *Spectral structure of the rhenium atom.* Spectrochim. Acta **3**, 289, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Amsterdam, Univ., Zeeman Lab.) In gemeinsamer Arbeit von sechs Forschungsstellen wurde das Spektrum des Rheniums um 2769 Linien im Bereich 1700 Å bis 12000 Å bereichert. Zu dem bekannten System von 12 geraden wurden noch drei gerade und 46 ungerade Niveaus hinzugefügt, so daß nun 51 niedrige gerade, 20 hohe gerade und 212 un-



gerade bekannt sind. Dank der auftretenden ZEEMAN-Komponenten konnten für 75 % der Niveaus die  $g$ -Werte erhalten werden. Einige ältere Zuordnungen mußten geändert werden. So konnte im Grundsystem kein 5d-Niveau bestätigt werden. In den oberen geraden Gruppen fand sich der Term  $5d^4 6s^2 ({}^5D) 7s {}^6D$ , mit Ausnahme des Niveaus  ${}^6D_{1/2}$ . Einige  ${}^6D$ -Niveaus, abgeleitet vom Term  $5d^5 s {}^5P$ , wurden gefunden. Das Spektrum hat ausgedehnte Hyperfeinstruktur, die ebenfalls für die Zuordnung herangezogen wurde. Pruckner.

**10383 John H. Wise and Kenneth L. Vander Sluis.** *Preliminary report on the isotopic structure of the cadmium primary standard of wavelength.* J. opt. Soc. Amer. **46**, 587—589, 1956, Nr. 8. (Aug.) (Lexington, Virg., Washington and Lee Univ.; Oak Ridge, Tenn., Nat. Lab.) Die als primäres Wellenstandard verwendete Linie Cd I 6438 Å hat nach Untersuchungen von MEISSNER, MINKOWSKI und BRUCH mit Atomstrahllichtquellen bei einer Halbwertsbreite von 0,0079 Å nur eine schwache Asymmetrie, während an Cd II 4415 eine gesamte Isotopieverschiebung von 0,049 Å gemessen wurde. Zur Aufklärung haben Vff. zwar nicht an den acht reinen Isotopen aber an acht angereicherten Proben in elektrodlosen Entladungsröhren die Schwerpunkte der Linien auf 0,0003 Å genau gegeneinander vermessen und mit Hilfe der bekannten Probenzusammensetzungen die Isotopieverschiebungen berechnet. Die Differenz für die beiden äußersten Massen beträgt 0,008 Å. Die Ergebnisse werden verglichen mit denen von BATARCHUKOVA, KARTASHEV und ROMANOVA (Doklady Akad. Nauk, S.S.S.R. **90**, 153, 1953). Bartholomeyczzyk.

**10384 K. L. Vander Sluis.** *General formulas for least squares reduction of Zeeman data.* J. opt. Soc. Amer. **46**, 605—608, 1957, Nr. 8. (Aug.) (Oak Ridge, Tenn., Nat. Lab., Stable Isotopes Res., Prod. Div.) Nach der Methode der kleinsten Quadrate werden Formeln zur Berechnung von  $g$ -Faktoren aus aufgelösten und unaufgelösten ZEEMAN-Strukturen angegeben. Nöldeke.

**10385 Robert V. Van Veld and K. W. Meissner.** *Interferometric wavelength measurements of germanium lines of a hollow cathode discharge.* J. opt. Soc. Amer. **46**, 598—604, 1956, Nr. 8. (Aug.) (Lafayette, Ind., Purdue Univ., Phys. Dep.) Von 43 Ge-I-Linien zwischen 4700 und 2000 Å wurden die Wellenlängen interferometrisch gemessen. Mit diesen Wellenlängen wurden präzise Termwerte für 19 Terme gewonnen. Das RITZsche Kombinationsprinzip liefert dann für 29 Ge-I-Linien zwischen 2000 und 1700 Å so genaue Wellenlängen, daß sie als zweite Wellenlängenstandards benutzt werden können. Die Konstruktion der verwandten Hohlkathode wird ausführlich beschrieben Nöldeke.

**10386 S. Mrozowski.** *Multipole lines in the first spectrum of polonium I.* J. opt. Soc. Amer. **46**, 663, 1956, Nr. 8. (Aug.) (Buffalo, N. Y., Univ., Dep. Phys.) Drei beobachtete Po-I-Linien werden Übergängen innerhalb der  $6p^4$ -Konfiguration zugeordnet. Nöldeke.

**10387 C. J. Humphreys and E. Paul jr.** *Newly observed lines in He I.* J. opt. Soc. Amer. **46**, 999, 1956, Nr. 11. (Nov.) (Corona, Calif., U. S. Naval Ordn. Lab.) Im infraroten Spektralgebiet wurden mit einer elektrodlosen Entladungslampe acht neue He-I-Linien entdeckt. Nöldeke.

**10388 K. G. Kessler, S. B. Prusch and I. A. Stegun.** *Analysis of atomic spectra with electronic digital computers.* J. opt. Soc. Amer. **46**, 1043—1045, 1956, Nr. 12. (Dez.) (Washington, D. C., Nat. Bur. Stand.) Vff. beschreiben ein den Einsatz der modernen elektronischen Rechenmaschinen ermöglichendes Verfahren zur Analyse komplizierterer Atomspektren. Umrechnung von Luftwellenlängen auf

Vakuumwellenzahlen, Termsuche und Aufstellung eines quadratischen Schemas wird von der Maschine vorgenommen. Nach diesem Verfahren wurden 64 neue Terme im Ru-I-Spektrum gefunden. Nöldeke.

**10389 D. H. Rank, J. M. Bennett and H. E. Bennett.** *Measurement of interferometric secondary wavelength standards in the near infrared.* J. opt. Soc. Amer. **46**, 477—484, 1956, Nr. 7. (Juli.) (University Park, Penn., State Univ.) Mit Hilfe sehr dünner Silberschichten im PEROT-FABRY-Interferometer konnten Präzisionsmessungen der Linien  $^{198}\text{Hg}$  10 140, 13 570, 15 295 Å und weiterer sechs ausgewählter Absorptionslinien der 002-Bande des HCN relativ zu  $^{198}\text{Hg}$  5460 durch Registrierung mit PbS-Empfänger durchgeführt werden, wobei die Registrierung durch lineare Druckerhöhung in der Vakuumkammer des Interferometers bewirkt wurde. Die von den Vff. benutzte und eingehend diskutierte „Stadia“-Methode zur Auswertung besteht im wesentlichen in einer exakten Messung des Druckes, bei dem der Empfänger Maximum oder (bei Absorptionslinien) Minimum registriert, durch Anbringen von zwei Marken in der Registrierkurve bei bekannten Drucken. Die Methode ist gegenüber der Methode der exakten Ordnungszahlen energetisch günstiger und erlaubt eine Genauigkeit, wie sie im sichtbaren Gebiet mit hochreflektierenden Schichten photographisch erreicht wird.

Bartholomeyczzyk.

**10390 Bengt Edlen.** *A revision of some simple atomic spectra.* Spectrochim. Acta **8**, 289, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Lund, Univ., Phys. Inst.)

**10391 C. J. Humphreys.** *Developments in atomic emission spectra in the lead sulfide region since 1954.* Spectrochim. Acta **8**, 289, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Corona, Calif., U. S. Naval Ordn. Lab.)

**10392 K. G. Kessler.** *Extension of the analysis of the first spectrum of ruthenium with digital compounders.* Spectrochim. Acta **8**, 289, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Washington, C. D., Nat. Bur. Stand., Spectrosc. Sect.)

**10393 A. G. Shenstone.** *The second spectrum of ruthenium.* Spectrochim. Acta **8**, 289, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Princeton, N. J., Univ., Palmer Phys. Lab.)

**10394 W. F. Meggers, M. Fred and F. S. Tomkins.** *The emission spectra of actinium.* Spectrochim. Acta **8**, 290, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Washington, D. C., Nat. Bur. Stand.; Lemont, Ill., Argonne Nat. Lab.)

**10395 G. H. Dieke.** *Spectra of triply ionized rare earths.* Spectrochim. Acta **8**, 290, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Silver Springs, Maryl., Univ., Dep. Phys.)

**10396 J. Rand McNally jr.** *Preliminary classification of the spectrum of singly ionized plutonium.* Spectrochim. Acta **8**, 290, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Oak Ridge, Tenn., Nat. Lab.)

**10397 M. Fred.** *Survey of the spectra of americium and neptunium.* Spectrochim. Acta **8**, 290, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Lemont, Ill., Argonne Nat. Lab.)

Pruckner.

**10398 Willis E. Lamb jr.** *Microwave technique for determining the fine structure of the helium atom.* Phys. Rev. (2) **105**, 559—572, 1957, Nr. 2. (15. Jan.) (Stanford, Calif., Univ.) Vf. schlägt eine neue Methode zur Hochfrequenzuntersuchung angeregter Atome vor. Durch Elektronenstoß werden dicht benachbarte Energierterme abweichend vom statistischen Gewicht bevölkert. Winkelverteilung und Polarisation des von den angeregten Atomen emittierten Lichtes hängt von der Stoßrichtung der Elektronen ab und ändert sich, falls man durch Einstrahlung von Hochfrequenz Übergänge zwischen benachbarten Termen erzwingt. Die

Möglichkeit, mit dieser Methode die Feinstruktur der  $1snp^3P_J$ -Zustände des He-I-Spektrums zu untersuchen, wird diskutiert. Nach Besprechung der bisher von der Theorie und von der experimentellen optischen Untersuchung gelieferten Ergebnisse zur Feinstruktur dieser Terme wird eine Theorie für die vorgeschlagene Hochfrequenzmeßmethode entwickelt. Übergangsfrequenzen, Intensitäten, Linienformen, Starkeffekt und Singulett-Triplett-Mischung werden berechnet.

Nöldeke.

**10399 W. E. Lamb jr. and T. H. Maiman.** *Measurement of the fine structure separation  $3^3P_1 - 3^3P_2$  for the helium atom.* Phys. Rev. (2) **105**, 573—579, 1957, Nr. 2. (15. Jan.) (Stanford, Calif., Univ.) Mit der von LAMB vorgeschlagenen Methode (s. vorst. Ref.) wurde die Termdifferenz  $3^3P_1 - 3^3P_2$  im He I-Spektrum zu  $(658,0 \pm 1,0)$  MHz bestimmt.

Nöldeke.

**10400 Y. Ting and H. Lew.** *Hyperfine structure of  $Cu^{63}$  and  $Cu^{65}$ .* Phys. Rev. (2) **105**, 581—588, 1957, Nr. 2. (15. Jan.) (Ottawa, Can., Nat. Res. Council, Div. Pure Phys.) Mit der magnetischen Atomstrahlresonanzmethode wurde die Hyperfeinstruktur des  $4s^2S_{1/2}$ -Grundzustandes des Kupfers untersucht. Die Ergebnisse sind: Hyperfeinstrukturaufspaltungen  $\Delta\nu$  ( $Cu\ 63$ ) =  $(11\,733,83 \pm 0,01)$  MHz,  $\Delta\nu$  ( $Cu\ 65$ ) =  $(12\,568,81 \pm 0,01)$  MHz;  $g_J$ -Faktor des Grundzustandes  $g_J$  ( $Cu\ 63$ ) =  $g_J$  ( $Cu\ 65$ ) =  $(1,0000 \pm 0,0005)$   $g_J$  ( $Cs\ 133$ ). Mit diesen Werten und den durch Kernresonanzmessungen bekannten Verhältnis der Kerndipolmomente wurde die Hyperfeinstrukturanomalie berechnet.

Nöldeke.

**10401 H. H. Stroke, V. Jaccarino, D. S. Edmonds jr. and R. Weiss.** *Magnetic moments and hyperfine-structure anomalies of  $Cs^{133}$ ,  $Cs^{134}$ ,  $Cs^{135}$  and  $Cs^{137}$ .* Phys. Rev. (2) **105**, 590—603, 1957, Nr. 2. (15. Jan.) (Cambridge, Mass., Inst. Technol., Res. Lab. Electron., Dep. Phys.) Mit der magnetischen Atomstrahlresonanzmethode wurden die magnetischen Kerndipolmomente und die Hyperfeinstrukturaufspaltungen der Grundzustände der radioaktiven Cäsiumisotope  $Cs\ 134$ ,  $Cs\ 135$  und  $Cs\ 137$  gemessen. Die Ergebnisse sind: Hyperfeinstrukturaufspaltungen  $\Delta\nu$  ( $Cs\ 134$ ) =  $(10\,473,626 \pm 0,015)$  MHz,  $\Delta\nu$  ( $Cs\ 135$ ) =  $(9\,724,023 \pm 0,015)$  MHz,  $\Delta\nu$  ( $Cs\ 137$ ) =  $(10\,115,527 \pm 0,015)$  MHz. Verhältnisse der Kern- $g_I$ -Faktoren  $g_I$  ( $Cs\ 135$ )/ $g_I$  ( $Cs\ 133$ ) =  $1,05820 \pm 0,00008$ ,  $g_I$  ( $Cs\ 137$ )/ $g_I$  ( $Cs\ 135$ ) =  $1,04005 \pm 0,00008$ ,  $g_I$  ( $Cs\ 134$ )/ $g_I$  ( $Cs\ 133$ ) =  $1,01447 \pm 0,00029$ . Die mit diesen Werten berechneten Werte für die Hyperfeinstrukturanomalien werden mit der Theorie von BOHR und WEISSKOPF verglichen und diskutiert.

Nöldeke.

**10402 Kiyoshi Murakawa and Tohru Kamei.** *Quadrupole moments of  $Os^{189}$ ,  $Ta^{181}$ ,  $Lu^{175}$  and  $La^{139}$ .* Phys. Rev. (2) **105**, 671—672, 1957, Nr. 2. (15. Jan.) (Tokyo, Japan, Inst. Sci. Technol.) Die Hyperfeinstruktur der Os-I-Linie  $\lambda = 4420\text{ Å}$  wurde untersucht und das Kernquadrupolmoment des Os 189 zu  $Q = (+0,8 \pm 0,2) 10^{-24}\text{ cm}^2$  ohne STERNHEIMER-Korrektur berechnet. Unter der Annahme einer STERNHEIMER-Korrektur von  $-0,3$  für die 5d-Elektronen werden neue Werte für die Kernquadrupolmomente von Os 189, Ta 181, Lu 175 und La 139 berechnet.

Nöldeke.

**10403 R. H. Hughes.** *Isotope shifts in the spectra of strontium.* Phys. Rev. (2) **105**, 1260—1261, 1957, Nr. 4. (15. Febr.) (Fayetteville, Ark., Univ., Dep. Phys.) Mit Proben, in denen die geraden Strontiumisotope Sr 84, Sr 86 und Sr 88 angereichert waren, wurde die Isotopieverschiebung in acht Sr I- und Sr II-Linien untersucht. Die Ergebnisse sind tabelliert und werden als massenabhängige Isotopieverschiebung gedeutet.

Nöldeke.

**10404 D.-A. Jackson.** *Isotope effects in the hyperfine structure of the resonance line of gallium I.* Spectrochim. Acta **8**, 289, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Seine-et-Oise, Lab. Bellevue.) Die Hyperfeinstruktur der zwei Resonanzlinien des Gallium I im



Sichtbaren, nämlich  $4^2P_{1/2} - 5S_{1/2}$  4033 Å und  $4^2P_{3/2} - 5S_{1/2}$  4172 Å wurde in Absorption an einem Atomstrahl mittels zweier FABRY-PEROT-Etalons untersucht. Die kombinierte DOPPLER-Breite und instrumentale Breite war etwa  $5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ . Die Linie 4033 Å zeigte die Komponenten der zwei Isotopen  $\text{Ga}^{69}$  und  $\text{Ga}^{71}$  gut aufgelöst. Ihr Abstand betrug die etwa vierfache Linienbreite und da 68 unabhängige Messungen gemacht wurden, beträgt der wahrscheinliche Fehler in der Lage der Komponenten ungefähr  $10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ . Aus diesen Messungen wurde abgeleitet: die hfs-Intervalle der Terme  $4^2P_{1/2}$  und  $5S_{1/2}$  für  $\text{Ga}^{69}$  und  $\text{Ga}^{71}$ , das Verhältnis der magnetischen Momente der Kerne und die Isotopenverschiebung der Linie. Die Linie 4172 Å war weniger gut aufgelöst. Trotzdem konnte die Struktur der  $2P_{3/2}$ -Niveaus mit einer Genauigkeit von  $2 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$  bestimmt und ein Näherungswert für das Quadrupolmoment der Kerne angegeben werden.

Pruckner.

**10405 Jean Blaise and P. Jacquinet.** *Isotope shift in the arc spectrum of osmium and application to the identification of the electron configurations.* Spectrochim. Acta **8**, 290, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Bellevue, France, C.N.R.S.) Die Isotopenverschiebung einer Anzahl von Linien des Os I wurde gemessen. Sie hat für die nachstehenden Typen von Übergängen:  $d^6s^2-d^8sp$ ;  $d^7s-d^6sp$ ;  $d^7s-d^7p$ ;  $d^6sp-d^6s^2p$  und  $d^6s^2-d^6s^2p$  die Werte 190—192 —55, +28, —96, +15 und  $10 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ . Die von ALBERTSON (Ber. **15**, 998, 1934) festgestellte Termklassifikation wurde bestätigt. Der Term  $53^\circ$  ( $3618,1 \text{ cm}^{-1}$  über dem Grundniveau) ist der Term  $d^7p^5F^0_5$ . Die Klassifikation des Terms 103 ( $47198,8 \text{ cm}^{-1}$ ),  $d^6s7s^7D_5$  wurde bestätigt.

Pruckner.

**10406 I. I. Rabi and E. Montaldi.** *Atomic and molecular beam experiments.* Suppl. zu Nuovo Cim. (10) **4**, 1956, Nr. 3, S. 1174—1194. (New York, Columbia Univ.; Milano, Ist. Naz. Fis. Nucl.) Vff. geben eine zusammenfassende Übersicht über die Methoden der Atom- und Molekülstrahltechnik im Hinblick auf ihre Anwendbarkeit zur Bestimmung atomarer Konstanten. Im Zusammenhang mit der Atomstrahlresonanzmethode wird eine halbklassische Ableitung der MAJORANA-Formel für die Übergangswahrscheinlichkeit zwischen zwei ZEEMAN-Niveaus des magnetischen Kernmomentes angegeben. An Hand einzelner Beispiele wird die Anwendbarkeit der magnetischen bzw. elektrischen Atom- und Molekülstrahlresonanzmethoden zur Bestimmung atomarer und molekularer Konstanten diskutiert.

Andresen.

**10407 K. W. Meissner.** *Calcium beam experiments.* Spectrochim. Acta **8**, 289, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Lafayette, Ind., Purdue Univ., Dep. Phys.)

**10408 J. E. Mack.** *Survey of isotope shifts for elements near the middle of the atomic table.* Spectrochim. Acta **8**, 289, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Madison, Wisc., Univ., Dep. Phys.)

Pruckner.

**10409 R. M. Sternheimer.** *Effect of the atomic core on the nuclear quadrupole coupling.* Phys. Rev. (2) **105**, 158—169, 1957, Nr. 1. (1. Jan.) (Upton, N. Y., Brookhaven Nat. Lab.) Der Einfluß des Atomrumpfes auf die Wechselwirkung des Kernquadrupolmomentes mit der Elektronenhülle wurde für mehrere Grundzustände und angeregte Zustände berechnet. Für die angeregten p-Zustände der Alkalien ergab sich, daß das Verhältnis R der Wechselwirkungsenergie des verzerrten Rumpfes zu der direkten Wechselwirkung des Kernquadrupolmomentes mit dem Valenzelektron mit wachsender Hauptquantenzahl n einem asymptotischen Wert zustrebt, der sich nur wenig vom dem R des ersten angeregten Zustandes unterscheidet. Die Empfindlichkeit von R gegenüber Ungenauigkeiten der Rumpf- und Valenzwellenfunktionen nullter Näherung wurde untersucht. Die

Austauschterme in der Quadrupolkopplung, die der Störung der Valenzwellenfunktion durch das Kernquadrupolmoment zuzuordnen sind, lieferten interessante Beiträge für den Quadrupolkorrekturfaktor der angeregten Alkalizustände.

Andresen.

**10410 M. J. Seaton.** *The calculation of cross-sections for excitation of forbidden atomic lines by electron impact.* Suppl. J. atmos. terr. Phys., „The Airglow and the Aurorae“ **5**, 289—301, 1955. (S. B.) (Paris, Inst. Astrophys.) Elsässer.

**10411 A. Theodore Forrester, Richard A. Gudmundsen and Philip O. Johnson.** *High efficiency microwave excitation of light sources.* J. opt. Soc. Amer. **46**, 339 bis 342, 1956, Nr. 5. (Mai.) (Los Angeles, Calif., Univ.) Die Anregung eines Gases in einem elektrodenlosen Entladungsgefäß mit Mikrowellen hatte bisher einmal den Nachteil großer Abmessung des Hohlraumresonators, in dem die Entladung betrieben wurde und zum anderen den Nachteil, daß die Leistungsfähigkeit des Oszillators nur etwa zur Hälfte ausgenutzt werden konnte. Es wird ein koaxialer Resonator beschrieben, der diese beiden Nachteile vermeidet. Das mit kleinen Abmessungen ausführbare Entladungsgefäß bildet einen Teil des inneren Leiters. Die höchste Intensität, welche für die Hg-Linie 5461 Å beobachtet wurde, betrug 0,025 Watt/cm<sup>2</sup> sterad bei einer Linienbreite allerdings größer 10<sup>10</sup> Hz.

A. Bauer.

**10412 Francis Bitter and John F. Waymouth.** *Radiation temperature of a plasma.* J. opt. Soc. Amer. **46**, 882—884, 1956, Nr. 10. (Okt.) (Cambridge, Mass., Inst. Technol.; Salem, Mass., Sylvania Electr. Prod.) Die Strahlungstemperatur eines Plasmas, z. B. einer Bogenentladung, für eine Emissionslinie ist kleiner als die Elektronentemperatur, nähert sich ihr jedoch bei hohen Stromdichten. Zwei zuerst von DE GROOT (Ber. **14**, 289, 1933) aufgestellte Gesetzmäßigkeiten werden diskutiert: 1. die maximal mögliche spektrale Intensität einer Resonanzlinie ist gleich der Intensität der Strahlung des Schwarzen Körpers bei der Elektronentemperatur, 2. die Linienbreite ist eine Funktion des Verhältnisses der Eindringtiefe zum Bogendurchmesser.

Bartholomeyczky.

**10413 Brian Cragg and J. K. Hurwitz.** *Some effects of an air blast on spark discharges.* J. opt. Soc. Amer. **46**, 889—895, 1956, Nr. 10. (Okt.) (Ottawa, Ont., Can., Mines Branch, Dep. Mines Techn. Surv.) Detaillierte spektroskopische Untersuchung über den Einfluß des Anblasens von Funkenentladungen und der weiteren Versuchsbedingungen auf die Selbstabsorption und die Intensitätsverhältnisse von Spektrallinien.

Bartholomeyczky.

**10414 A. K. Dutta and U. Gantayet.** *Excitation mechanism of arc spectra lines from a study of cadmium arc spectra.* J. opt. Soc. Amer. **46**, 1046—1048, 1956, Nr. 12. (Dez.) (Cuttack, India, Utkal Univ., Ravenshaw Coll.) Vff. finden, daß die auf der Grundlage thermischen Gleichgewichts mit Hilfe der BOLTZMANNschen Gleichung für zwei Bogentemperaturen berechneten Intensitätsverhältnisse von Cd-Bogenlinien von den von ihnen gemessenen Werten erheblich abweichen, wobei zu bemerken ist, daß die beiden Bogentemperaturen (für Stromstärken von 3 bzw. 0,5 A) pyrometrisch ermittelt und als Intensität der Linien die Schwärzung der Spektralaufnahmen verwendet wurde. Sie schließen, daß neben der thermischen Anregung die Anregung durch Stöße eine erhebliche Rolle spielen muß.

Bartholomeyczky.

**10415 D. P. Jatar and H. D. Sharma.** *Change in light output associated with a current change of irradiation under low-frequency discharges in air.* J. opt. Soc. Amer. **46**, 1092, 1956, Nr. 12. (Dez.) (Sagar, India, Univ., Dep. Phys.)

Bartholomeyczky.

**10416 Yukio Midzuno and Taro Kihara.** *Non-additive intermolecular potential in gases. I. Van der Waals interactions.* J. phys. Soc. Japan **11**, 1045—1049, 1956, Nr. 10. (Okt.) (Tokyo, Univ., Fac. Sci., Dep. Phys.) Bei den VON DER WAALSschen Wechselwirkung von Atomen sind außer der Wechselwirkung von je zwei Atomen auch Wechselwirkungen höherer Ordnung zu berücksichtigen, welche nicht mehr additiv sind und wo mehr als zwei Atome zugleich wechselwirken. Vff. haben ohne spezielles Atommodell durch quantenmechanische Störungsrechnung und Variationsmethoden für die Wechselwirkung von drei kugelsymmetrischen Atomen das Potential  $-\sum \mu_{ik} r_{ik}^{-6} + \nu (r_{12} r_{23} r_{31})^{-3} (3 \cos \Theta_1 \cos \Theta_2 \cos \Theta_3 + 1)$  abgeleitet. ( $r_{ik}$  und  $\Theta_i$  sind die Abstände, bzw. die Winkel in dem von den Atomen gebildeten Dreieck). Der Koeffizient  $\nu$  läßt sich näherungsweise durch die  $\mu_{ik}$  und die Polarisierbarkeit  $\alpha_i$  der drei Atomarten ausdrücken. Diese Beziehung geht im Fall identischer Atome in  $4\nu = 3\alpha\mu$  über. Bartholomeyczzyk.

**10417 Saburo Koba, Shobu Kaneko and Taro Kihara.** *Non-additive intermolecular potential in gases. II. Cluster integrals.* J. phys. Soc. Japan **11**, 1050—1054, 1956, Nr. 10. (Okt.) (Tokyo, Univ., Fac. Sci., Dep. Phys.) Die Zustandsgleichung eines Gases läßt sich nach der kinetischen Theorie ausdrücken mit Hilfe einer Reihe von Cluster-Integralen, welche jeweils von den Wechselwirkungspotentialen zwischen zwei, drei usw. Atomen abhängen. Vff. berechnen das 2te Cluster-Integral mit Hilfe des Potentialansatzes  $U(r) = \lambda r^{-12} - \mu r^{-6}$  und das dritte mit Hilfe des im vorst. Ref. angegebenen Potentials für die Wechselwirkung von drei Atomen. Bezüglich der mathematischen Entwicklungen der Cluster-Integrale vergl. KIHARA (Rev. mod. Phys. **27**, 412, 1955). Für die Edelgase werden durch Vergleich der berechneten und gemessenen zweiten Cluster-Integrale die Parameter  $\lambda, \mu$  des Potentialansatzes — womit auch  $\nu$  festgelegt ist — bestimmt und die dritten Cluster-Integrale als Funktion der Temperatur berechnet und in Diagrammen mit den experimentellen verglichen. Bis auf Helium für tiefe Temperaturen und Xenon ist die Übereinstimmung sehr gut.

Bartholomeyczzyk.

**10418 Michiko Sakamoto and Eiichi Ishiguro.** *He-He repulsive potential.* I. Progr. theor. Phys., Kyoto **15**, 37—49, 1956, Nr. 1. (Jan.) (Kyoto, Univ., Fac. Sci., Dep. Phys.; Tokyo, Ochanomizu Univ., Fac. Sci., Dep. Phys.) Das Abstoßungspotential zwischen zwei normalen He-Atomen wurde theoretisch berechnet. Um den Einfluß der Bahn deformation zu berücksichtigen, wurde eine Wellenfunktion ähnlich der von INUI und NORDSIECK beim  $H_2$ -Molekül verwendeten (Proc. phys. Math. Soc. Japan **23**, 992, 1941 und Ber. **22**, 863, 1941) benutzt, mit deren Hilfe man das Abstoßungspotential erhält. Das Ergebnis:  $V(R) = 4,08755 \cdot 10^2 \exp(-4,46893 R) \text{ eV}$  ( $0,53 \text{ \AA} < R < 1,06 \text{ \AA}$ ) wird mit verschiedenen theoretischen und experimentellen Potentialkurven verglichen. Die Bahnen werden dargestellt und ihre Eigenschaften diskutiert. (Zig.) V. Weidemann.

**10419 Ellis R. Lippincott.** *A quantum mechanical derivation of an internuclear potential function for polyelectronic bonds.* Spectrochim. Acta **8**, 280, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (College Park, Maryl., Univ., Dep. Chem.) Ein einfaches quantenmechanisches Modell wird vorgelegt, das die Ableitung einer internuklearen Kernfunktion der Form:  $V = D e^{-n\Delta R^2/2R}$  erlaubt wobei,  $n = keR_e/De$  ist. Die Methode benützt ein Delta-Funktionsmodell, wobei die Bildung der Bindung durch eine Verschiebung der atomaren Delta-Funktion in eine Molekulare beschrieben wird. Die vorher berechneten Ergebnisse für  $H_2^+$  sind in nahezu allen Eigenschaften der Bindung exakt, für  $H_2$  zumindest genauer als alle bisher mit anderen Methoden erhaltenen. Ein Vorteil der Methode ist, daß die nämliche Form für das internukleare Potential für Mehrelektronenbindungen erhalten wird wie für Ein- und Zweielektronenbindungen und daß Mehrelektronenbindungen



nach einer eindimensionalen Methode behandelt werden können. Die Anwendung der Methode auf die angeregten Zustände von  $H_2$ ,  $He_2$  und  $He_2^+$  gibt gute Resultate.

Prückner.

**10420 Per-Olov Löwdin.** *Some recent developments in the molecular quantum theory.* Spectrochim. Acta **8**, 280, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Uppsala, Univ.)

**10421 Robert S. Mullikan.** *The spectra of charge-transfer complexes: Some problems and new developments.* Spectrochim. Acta **8**, 280, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Chicago, Ill., Univ.)

Pruckner.

**10422 J. R. Streetman and F. A. Matsen.** *The united atom—separated atom treatment of  $H_2^+$ .* J. chem. Phys. **22**, 1366—1370, 1954, Nr. 8. (Aug.) (Austin, Tex., Univ., Dep. Chem. Phys.) Für die Eigenfunktion von  $H_2^+$  wird eingesetzt:  $\psi = e^{-za} + e^{-zb} + C e^{-z'u}$ , wo  $a$  der Abstand des Elektrons vom Kern A,  $b$  sein Abstand vom Kern B und  $u$  sein Abstand vom Mittelpunkt beider Kerne ist. Für 3 Parameter  $z$ ,  $z'$  und  $C$  werden Probewerte eingesetzt und die Energie beim festen Kernabstand gleich 2 aE berechnet. Dem Energieminimum von  $-0,5969$  aE (Exaktwert  $-0,6031$ ) entspricht:  $z = z' = 1,25$ ;  $C = 0,351$ . Das Minimum wird aus einzelnen Punkten durch Parabelapproximation berechnet. Für die Berechnung der Energie werden 3 — Zenterintegrale berechnet und tabuliert; diese Tabellen nehmen ca. 1,25 Seiten in Anspruch.

Mohrenstein.

**10423 R. K. Nesbet.** *Molecular calculations by one-centre method.* Spectrochim. Acta **8**, 281, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Lexington, Mass., Inst. Technol., Lincoln Lab.) Es werden Berechnungen der isoelektronischen Systeme von  $He_2$ , LiH und Be beschrieben. Die Energiekurven des Grundzustands von LiH und  $He_2$  wurden durch integrieren der Mittelwerte der „lokalen“ Operatoren erhalten, paramagnetische Abweichungen der HAMILTON-Elektronen wurden nach der Einzentrenmethode berechnet.

Pruckner.

**10424 C. H. Townes.** *On the interpretation of H. F. S. in molecules in terms of molecular structure and nuclear moments.* Suppl. Nuovo Cim. (10) **4**, 1201—1208, 1956, Nr. 3. (New York, Columbia Univ.) Bei bekanntem magnetischem Kernmoment der am Molekülaufbau beteiligten Atomkerne können aus der magnetischen Hyperfeinstruktur der Moleküle Rückschlüsse auf den Molekülbau gezogen werden. So kann für das  $O_2$ -Molekül, bei dem ein Atom durch  $O^{17}$  ersetzt wurde, aus der magnetischen Hyperfeinstruktur abgeschätzt werden, daß der P-Bindung 2,5 % eines 2s-Zustandes zugemischt ist, während der Vergleich der Hyperfeinstruktur des NO-Moleküls mit der Theorie ergibt, daß die Elektronenverteilung des NO zu 65 % N = 0 und zu 35 % N = 0<sup>+</sup> Charakter hat, wobei sich das ungepaarte Elektron zur Hauptsache in einer 2p $\pi$ -Bahn befindet, der mit 2 % eine 2s-Bahn zugemischt ist. Bei bekanntem Quadrupelmoment der am Molekülaufbau beteiligten Kerne lassen sich, wie z. B. bei den Chlorverbindungen aus der Größe der Quadrupolkopplungskonstanten Rückschlüsse auf den ionischen Anteil der Bindung ziehen. Das Quadrupolmoment Q selbst läßt sich aus der Molekülhyperfeinstruktur nur ungenau bestimmen, da in der sehr genau bestimmbaren Quadrupolkopplungskonstanten  $eQ\varphi_{zz}$  der elektrische Feldgradient  $\varphi_{zz}$  bei Molekülen nicht besser als bis auf 10 % bis 30 % bekannt ist.

Andresen.

**10425 T. P. Das.** *Field-gradient calculations in the hydrogen molecule.* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 215, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.)

Schön.

**10426 Fred L. Keller, Alvin H. Nielsen and Wave H. Shaffer.** *New terms in the potential function of the  $Y_2X_2$  molecule.* Spectrochim. Acta **8**, 291, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Knoxville, Tenn., Univ., Dep. Phys.; Columbus, O., Univ., Dep. Phys. Astr.) Ergänzung einer früheren Veröffentlichung von SHAFER und

NIELSEN (Ber. **23**, 1695, 1942). Dort waren in dem Ausdruck für die potentielle Energie in der Theorie linearer Moleküle vom Typ  $X_2Y_2$  (Äthylen) die Terme:  $hc \beta_{345Q_3} (r_4s_5 - r_5s_4)$ ,  $hc \sum_{i=14} \gamma_{345Q_1Q_3} (r_4s_5 - r_5s_4)$ ,  $hc \gamma'_{4455} (r_4s_5 - r_5s_4)^2$  und  $hc \gamma''_{4455} (r_4s_5 - s_4s_5)^2$  ausgelassen worden. (Die Bezeichnungen sind die gleichen wie in der genannten Arbeit.) Diese neuen Terme beeinflussen die Energie des Moleküls infolge ihres Beitrags zu  $x_{34}$ ,  $x_{35}$  und  $x_{45}$  und durch die Einführung einer neuen Konstante  $X_{45}$ , die der Koeffizient von  $(14|_5 - 1)$  ist. Während die drei ersten die experimentell erhaltenen Werte und die Interpretation des Spektrums nicht beeinflussen, beeinflusst die Konstante  $X_{45}$  sowohl die Zuordnung der Banden wie die Übereinstimmung von Theorie und Experiment, sowie auch die Werte für verschiedene andere Konstanten. Der experimentelle Wert für die Konstante  $X_{45}$  ergibt sich zu  $4,91 \text{ cm}^{-1}$ . Die neuen Terme sind wichtig in der gelegentlichen Entartung von  $\tilde{\nu}_3$  und  $\tilde{\nu}_1 + \tilde{\nu}_4 + \tilde{\nu}_5^1$  die nur um  $13 \text{ cm}^{-1}$  getrennt sind. Der Term  $hcq_1 (r_4s_5 - r_5s_4)$  hat von Null verschiedene außerdiagonale Matrixelemente, welche die oberen Niveaus dieser Bande miteinander verbinden und die Schwierigkeiten bezüglich ihrer Lage beseitigen, während die SHAFFER-NIELSEN-Potentialfunktion keine solchen Terme enthält. Pruckner.

10427 H. Labhart. *Electron interaction in FEMO theory*. Spectrochim. Acta **8**, 282, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Chicago, Ill., Univ., Phys. Dep.) COULOMB- und Austauschintegrale wurden unter Verwendung einer Wellenfunktion der Form  $\Phi_2 = \xi(\chi)\eta(Y)\zeta(Z)$  berechnet.  $z$  ist die Koordinate in Richtung der linearen Verbindung benachbarter Kerne. Für  $\xi$  u.  $\eta$  wird für alle Zustände die nämliche von KUHN und HUBER (Helv. chim. acta **35**, 1155, 1952) berechnete normalisierte optimale trigonometrische Funktion genommen. Setzt man das Potential  $V(x, y, z) = V_x(x) + V_y(y) + V_z(z)$  dann ist  $\zeta_1$  eine Eigenfunktion von:  $(\hbar^2/2m \cdot d^2/dz^2 + V_z) \zeta = E\zeta$ . Anwendung auf Äthylen ergibt:  $V = \int \xi^2 \eta^2 \cdot e^2 Z_{\text{eff}}/r_{1e} \cdot dx dy - \int \xi^2 \eta^2 e^2 Z_{\text{eff}}/r_{1r} dx dy$ , wobei  $r_{1r}$  und  $r_{1e}$  die Abstände zwischen dem Volumenelement und dem rechten bzw. linken Kern sind,  $Z_{\text{eff}} = 3,25$  für den niedrigsten Singulettzustand der Energie  $V = 11,6 \text{ eV}$  über dem Grundzustand und für den niedrigsten Triplettzustand  $T = 7,6 \text{ eV}$ . Die LCAO MO-Behandlung nach PARR und CRAWFORD (J. chem. Phys. **16**, 526, 1948) ergibt  $V = 11,5 \text{ eV}$  und  $T = 3,1 \text{ eV}$ . Die experimentellen Werte sind  $V = 7,6 \text{ eV}$  und  $T = 3,1 - 5,6 \text{ eV}$ . Eine bessere Übereinstimmung mit den experimentellen Werten läßt sich nach PAULING und SHERMAN (Z. Krist. **81**, 7, 1932) erhalten, nämlich  $Z_{\text{eff}} = 2,04$ , was zu den Werten  $V = 9,7 \text{ eV}$  und  $T = 5,7 \text{ eV}$  führt. Pruckner.

10428 R. Stephen Berry and William E. Moffitt. *The electron structure of butadiene*. Spectrochim. Acta **8**, 283, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Cambridge, Mass., Harvard Univ., Mallinckrodt Chem. Lab.) Die Energieniveaus des Elektronensystems des Butadiens wurden für sechs räumliche Konfigurationen des Moleküls, von denen drei in der cis-Form und drei in der trans-Form sind, berechnet. Die Niveaus wurden nach folgenden Methoden bestimmt: (a) Valenzbindungstheorie mit nur covalenten Strukturen. (b) Antisymmetrische Molekular-Bahn-Theorie, (c) „volle“ Konfigurationswechselwirkung, (d) Störungstheorie angewandt auf zwei benachbarte Vinylgruppen, die repräsentiert sind durch ASMO-Funktionen, (e) Methode der Atome in Molekülen angewandt nach (a) (b) und (d). Nur die Methode (e) mit voller Konfigurationswechselwirkung ergibt quantitativ das UV-Spektrum des Butadiens. Pruckner.

10429 G. Wilse Robinson and William S. Benedict. *Nonplanar structure of formaldehyde in its low-lying excited electronic state*. Spectrochim. Acta **8**, 288, 1956,

Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Baltimore, Maryl., Johns Hopkins Univ.) Die Rotationsanalyse des hochaufgelösten Emissionsspektrums des Formaldehyds im nahen Ultraviolett, sowie eine Nachprüfung eines Teils des Absorptionsspektrums zeigen, daß der obere Zustand dieses Übergangs nicht eben ist. Die auffallende Energiedifferenz von  $125\text{ cm}^{-1}$  zwischen dem tiefsten beobachteten Schwingungszustand in Emission ( $\alpha$ -Bande) und in Absorption (A-Bande) läßt sich auch mit dieser Vorstellung deuten. Eine Folge des Unterschiedes in der Geometrie des Grundzustands und angeregten Zustands der Elektronen, die das FRANK-CONDON-Prinzip voraussagt, sind die beobachteten Reihen von Biegungsschwingungen aus der Molekülebene heraus. Pruckner.

10430 Emil J. Slowinski jr. and Harold E. Bellis. *Intramolecular strain constants: pyramidal  $XY_3$  molecules*. Spectrochim. Acta **8**, 291, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Storrs, Conn., Univ., Dep. Chem.) Die Potentialfunktion  $V = \Sigma$  (über alle Bindungen)  $k_1 (d_1 - D_1^0)^2 + \Sigma$  (über alle Winkel)  $\cdot k\alpha \cdot (\alpha_j - A_j^0)^2$ , worin  $D_1^0$  und  $A_j^0$  die „spannungsfreien“ Werte des Bindungsabstands sind, wurde für Moleküle vom Typ des  $NH_3$  erweitert. Es existieren genügend Gleichungen, um alle sechs Parameter zu bestimmen. Die Ergebnisse stützen zum Teil die Schlüsse, die hinsichtlich der Moleküle vom  $H_2O$ -Typ gezogen wurden. Es scheint einen „bevorzugten“ spannungsfreien Bindungswinkel zu geben. Pruckner.

10431 E. Bright Wilson jr. *The determination of potential barriers hindering internal rotation*. Spectrochim. Acta **8**, 291, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Cambridge, Mass., Univ., Dep. Chem.) Pruckner.

10432 Ralph S. Halford and Isao Ichishima. *Vibration-rotation spectroscopy*. Annu. Rev. phys. Chem. **7**, 425—444, 1956. (New York, Columbia Univ., Dep. Chem.) Berichte über Ergebnisse und Verfahren der Molekularspektroskopie für das Jahr 1955 mit 109 Literaturabgaben. Bartholomeyczuk.

10433 Richard M. Adams and J. J. Katz. *New variable thickness infrared cell and the infrared spectra of HF, DF,  $H_2O$  and  $D_2O$* . J. opt. Soc. Amer. **46**, 895—898, 1956, Nr. 10. (Okt.) (Lemont, Ill., Argonne Nat. Lab.) Es wird eine Küvette veränderlicher Schichtdicke von einigen  $\mu$  bis  $75\text{ }\mu$  für korrosive Flüssigkeiten aus Monel-Metall und  $AgCl$ -Fenstern beschrieben. Als Beispiele für die Brauchbarkeit werden die UR-Spektren von HF, DF,  $H_2O$  und  $D_2O$  bei Schichtdicken von etwa  $4\text{ }\mu$  gezeigt. Brügel.

10434 K. Narahari Rao and Harold N. Nielsen.  $\nu_1 2\nu_2 \cdot (\nu_3 - \nu_1)$  and  $(\nu_3 - 2\nu_2)$  of  $N_2O$ . Spectrochim. Acta **8**, 292, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Columbus, O., Univ., Dep. Phys. Astr.) Die Banden  $\nu_1$  und  $2\nu_2$  des  $N_2O$  wurden nochmals gemessen mit Vakuum-Infrarotgitterspektrometer, wobei das Gas auf tiefer Temperatur gehalten wurde. So war es möglich, die Wirkung der FERMI-Resonanz auf die Rotationskonstanten der Niveaus  $10^\circ O$ ,  $02^\circ O$  von  $N_2O$  zu untersuchen. Die Ergebnisse wurden mittels der Theorie von NIELSEN, AMAT und GOLDSMITH (erscheint demnächst) geprüft. Die im Gebiet  $10\text{ }\mu$  beobachteten zwei Banden wurden als  $(\nu_3 - \nu_1)$  und  $(\nu_3 - 2\nu_2)$  identifiziert. Pruckner.

10435 P. A. Staats, H. W. Morgan and J. H. Goldstein. *The infra-red spectra of  $T_2O$  and TCN*. Spectrochim. Acta **8**, 292, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Oak Ridge, Tenn., Nat. Lab.) Die Spektren der Dampfphase von  $T_2O$  und TCN wurden im Gebiet  $400$  bis  $5000\text{ cm}^{-1}$  untersucht. Es wurde ein Einstrahl-Zweiwege-Spektrometer mit Prismen aus  $LiF$ ,  $NaCl$  und  $KBr$  verwendet. Die Grundfrequenzen  $\nu_2$  und  $\nu_3$  wurden an  $T_2O$  gemessen. Kleine Mengen von H- und D-substituierten Proben wurden hergestellt durch Austausch und  $\nu_2$  und  $\nu_3$  für die Moleküle THO und TDO beobachtet. Die drei Grundschwingungen des TCN wurden gemessen.



Anharmonische Korrekturen und die Frequenzen nullter Ordnung wurden berechnet. Die Technik der Herstellung der Tritium-Verbindungen und ihre Handhabung werden beschrieben. Pruckner.

**10436 David M. Dennison.** *The far infra-red spectrum of methyl alcohol.* Spectrochim. Acta **8**, 290, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Ann Arbor, Mich., Univ., Randall Lab. Phys.) Um die bekannten Linien des Infrarotspektrums des Methanols, die sehr dicht liegen, zu ordnen wurden folgende Schritte getan: 1. das Mikrowellenspektrum lieferte brauchbare Werte für die Moleküldimensionen. Daraus wurden dann die Energieniveaus und die Übergangswahrscheinlichkeiten für  $n = 0, 1$ , und 2 und für  $K = 0$  bis 10 berechnet. 2. Die Zentrifugalspannung ist ziemlich groß beim Methanol und gibt eine Korrektur, die zwar für die niedrigen Niveaus von  $n = 0$  zu vernachlässigen ist, für die von  $n = 2$  dagegen bis zu  $10\text{ cm}^{-1}$  erreicht. 3. Mit Hilfe eines berechneten Spektrums einschließlich der Korrekturen, war es möglich, die intensiveren Linien zu identifizieren und so die tatsächlichen Energieniveaus zu finden. 4. Die beobachteten Niveaus wurden daraufhin untersucht, ob sie in die Struktur passen, die von der Theorie der behinderten Rotation verlangt wird. Pruckner.

**10437 Georg W. Bethke and M. Kent Wilson.** *Vibrational spectrum of disilane.* Spectrochim. Acta **8**, 292, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Cambridge, Mass., Univ., Mallinckrodt Chem. Lab.) RAMAN-Spektren der flüssigen Phase und Infrarot-Spektren der Gasphase des  $\text{Si}_2\text{H}_6$  und des  $\text{Si}_2\text{D}_6$  wurden gemessen. Mit Ausnahme der Torsionsfrequenz konnten alle Grundfrequenzen festgestellt und dem normalen Schema zugeordnet werden. Die grobe Rotationsstruktur der senkrechten Banden wurde aufgelöst und die entsprechenden CORIOLIS-Koeffizienten bestimmt. Ein Vergleich mit den Spektren der Äthyl- und Methyl-Silane wird angestellt. Pruckner.

**10438 C. L. Angeli.** *The infra-red spectra and structure of ethylene carbonate.* Spectrochim. Acta **8**, 294, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Ann Arbor, Mich., Univ., Harrison M. Randall Lab. Phys.) Das Infrarotspektrum des Glykolcarbonats (Äthylencarbonats)  $\text{CH}_2\text{-O-CO-O-CH}_2$  wurde in fester, flüssiger und Dampfphase untersucht, sowie an Lösungen in Wasser, Chloroform, Tetrachlorkohlenstoff, Benzol und Schwefelkohlenstoff in Gebieten von  $3600$  bis  $400\text{ cm}^{-1}$ , dazu das RAMAN-Spektrum der wäßrigen Lösung. Röntgenstrukturuntersuchungen hatten gezeigt, daß der fünfgliedrige Ring des Moleküls nicht eben ist und im Kristall die Symmetrie  $\text{C}_2$  hat. Aus der spektroskopischen Untersuchung ergibt sich, daß die Symmetrie des Moleküls  $\text{C}_2$  im festen Zustand, sich in  $\text{C}_{2v}$  ändert beim Übergang in die anderen Phasen, und daß dann der fünfgliedrige Ring eben wird. Eine Zuordnung aller beobachteten Banden, ausgedrückt durch die Grundschrwingungen des Moleküls wird gegeben. Pruckner.

**10439 Léon Piaux et Mareel Gaudemar.** *Effet Raman et chimie organique. Spectres Raman d'une série de composés acétyléniques vrais renfermant une, deux ou trois fois le radical propargyle  $\text{CH} \equiv \text{C}-\text{CH}_3$ .* Bull. Soc. Chim. Fr. 1957, S. 786—789, Nr. 6. (Juni.) (Paris, Fac. Sci., Lab. Chim. Organ. I.) Beggerow.

**10440 Prem Swarup.** *Dispersion of microwaves in  $\text{ND}_3$ .* Phys. Rev. (2) **104**, 89—90, 1956, Nr. 1. (1. Okt.) (Allahabad, Ind., Univ., J. K. Inst. appl. Phys.) Auf Grund der VAN VLECK-WEISSKOPFSchen Theorie der Stoßverbreiterung von Spektrallinien wird der Verlauf von Absorption und Dispersion im Bereich der Inversionslinie des gasförmigen  $\text{ND}_3$  bei  $1600\text{ MHz}$  berechnet. Oberhalb von Drucken von  $9\text{ cm Hg}$  ist der Dispersionsverlauf durch die DEBYEsche Dispersionsformel darstellbar, während bei niedrigeren Drucken ausgeprägte Resonanzdispersion vorliegt. B. Koch.

**10441 K. Ohno, Y. Mizuno and M. Mizushima.** *The electronic structure of the hfs coupling constants of  $\text{SH}_2$ -molecule.* Spectrochim. Acta **8**, 281, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Tokyo, Japan, Univ., Fac. Sci., Dep. Phys.; Boulder, Col., Univ., Univ., Dep. Phys.) Die auffallend große Asymmetrie von  $\chi_{\alpha\alpha}$  und  $\chi_{\beta\beta}$ , wie sie am Mikrowellenspektrum des  $\text{SH}_2$  von BURRUS und GORDY (Ber. **33**, 2120, 1954) festgestellt wurde, läßt sich mit der Tatsache, daß der Spitzenwinkel annähernd  $90^\circ$  ist, nicht vereinigen. Sie kann indessen erklärt werden, wenn man d-Bahnen in Rechnung setzt. Als passend erwiesen sich Bahnen vom 73,6 % p-Charakter, 15,8 % d-Charakter und 10,6 % s-Charakter.

Pruckner.

**10442 Y. Tanaka, A. Jursa and F. LeBlanc.** *Continuous emission spectra of  $\text{O}_2$  in the ultraviolet and the vacuum regions.* Spectrochim. Acta **8**, 282, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Cambridge, Mass., Air Res. Devel. Command, Air Force Cambridge Res. Centre, Geophys. Res. Direct.) Die Kontinua der Emissionsspektre, die man aus einer Entladung von  $\text{Ar} + \text{O}_2$  erhielt, wurden untersucht. Die Maxima liegen bei 1490, 2100, und 2315 Å. Nimmt man an Stelle von Argon Krypton, so verschieben sie sich etwas, mit Ausnahme des Maximums bei 2100 Å. Bei Xenon verschwinden alle Maxima mit Ausnahme des langwelligsten bei 2350 Å. Dies wird als Ergebnis von Übergängen des  $\text{O}_2$  von höheren stabilen Zuständen in tiefere instabile angesehen.

Pruckner.

**10443 N. A. Narasimhan.** *The emission spectrum of  $\text{P}_2^+$ .* Spectrochim. Acta **8**, 286 1957, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Ottawa, Can., Nat. Res. Coun., Div. Pure Phys.) Bei der Entladung in Helium, das eine Spur Phosphor enthält, in einer Hohlkathode treten eine Reihe neuer Banden zwischen 3400 Å und 9000 Å auf. Sie wurden mit einem 35-Fuß-Gitterspektrographen auf ihre Rotations- und Schwingungsstruktur untersucht. Die Analyse zeigt, daß sie von einem  $^2\Sigma_u + ^2\Sigma_g$ -Übergang des  $\text{P}_2^+$ -Moleküls stammen. Ein zweites Bandensystem bei 3400—3850 Å wurde auf Grund einer unvollständigen Analyse dem  $^2\Pi - ^2\Pi$ -Übergang des  $\text{P}_2^+$  zugeschrieben. Setzt man dem Gas bei der Entladung eine Spur Wasserstoff zu, so erhält man die Hydridbanden bei 3648 Å, 3850 Å und 4227 Å. Nach einer vorläufigen Untersuchung der Banden scheint es wahrscheinlich, daß sie von einem  $^2A - ^2\Pi$ -Übergang des  $\text{PH}^+$  stammen.

Pruckner.

**10444 Masataka Mizushima.** *Theory of the hyperfine structure of NO molecule. Electronic structure.* Phys. Rev. (2) **105**, 1262—1270, 1957, Nr. 4. (15. Febr.) (Boulder, Col., Univ., Dep. Phys.) Die Hyperfeinstrukturkonstanten des NO-Moleküls wurden von DOUSMANIS (Ber. **35**, 1615, 1956) unter der Annahme berechnet, daß das NO-Molekül zu 35 % ionische Struktur besitzt. Vf. berechnet die Hyperfeinstrukturkonstanten, Spin-Bahnpkopplungskonstante und die Aufspaltung durch die A-Verdopplung unter Zugrundelegung einer etwas komplizierteren Grundzustand-Elektronenstruktur als bei DOUSMANIS. Die Eigenfunktion des als rein homöopolar angenommenen NO-Grundzustandes wird jetzt als Linearkombination von vier SLATER-Determinanten dargestellt, wobei auch ohne Einführung einer ionischen Struktur eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen erzielt wird. Der „s-Charakter“ der magnetischen Hyperfeinstruktur wird durch eine Konfigurationsstörung durch einen angeregten Zustand des N-Atoms erklärt, in dem eins von den beiden 2s-Elektronen auf eine 3s-Bahn angehoben ist. Aus der experimentell bestimmten Quadrupolkopplungskonstanten wird das elektrische Quadrupolmoment des Stickstoffkerns zu  $Q = 0,03 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$  bestimmt.

Andresen.

**10445 W. Hayes and T. E. Nevin.** *New band systems of  $\text{MnF}$  and  $\text{MnBr}$  in the red.* Proc. phys. Soc. Lond. (A) **68**, 665—669, 1955, Nr. 8 (Nr. 428A). (1. Aug.) (Dublin, Univ. Coll., Phys. Dep.) Bei  $\text{MnBr}$  wurden im Bereich 6216—6285 Å zwei enge Folgen doppelkantiger nach Violett abschattierter Banden beobachtet.

Zwischen beiden bestehen beträchtliche Unterschiede hinsichtlich des Abstandes und der Intensitätsverhältnisse der Bandenkanten. Vff. schließen, daß beide Folgen zusammen einen Übergang  $0\pm \rightarrow {}^5\Sigma^+$  darstellen. Bei Abschattierung nach Violett liefert  $0\pm \rightarrow {}^5\Sigma^+$  einen N-Form-P-Zweig mit einer Bandenkante und je einen P-Form-P-, Q-, R-Zweig, die bei ungenügender Auflösung eine einzige Bandenkante mit dreifacher Intensität ergeben.  $0\pm \rightarrow {}^5\Sigma^+$  liefert je einen O-Form-R- und Q-Zweig mit einer Kante und je einen Q-Form-P-, Q-, R-Zweig mit einer zweiten Kante in einem Intensitätsverhältnis von etwa 2:3. Der Abstand der N- und P-Kanten dürfte größer sein als der der O- und Q-Kanten. Bei MnF wurden fünf Folgen nach Rot abgeschattierter Banden je mit vier Kanten im Bereich 6230—7300 Å gefunden. Analog zu MnBr werden auch diese als  $0\pm \rightarrow {}^5\Sigma^+$ -Übergang mit kleinem Abstand zwischen  $0^+$ - und  $0^-$ -Zustand gedeutet.

G. Schumann.

**10446 W. Hayes.** *The spectra of the manganese halides in the blue-green.* Proc. phys. Soc. Lond. (A) **68**, 1097—1106, 1955, Nr. 12 (Nr. 432A). (1. Dez.) (Dublin, Univ. Coll., Phys. Dep.) Die Banden wurden mit einem 7m-Gitter bei einer Dispersion von 2,5 Å/mm aufgenommen. Das Spektrum des MnBr enthielt drei Gruppen nach Rot abgeschattierter Banden. Die kräftigen bei 4986 Å beginnenden und die schwachen mit dem Anfang bei 4915 Å ähneln einander und werden als  $\Delta v = 0,1$ -Folgen eines  $\Pi$ - $\Sigma$ -Systems gedeutet. Die bei 5068 Å beginnende kräftige Bandengruppe scheint aus zwei ausgedehnten Folgen doppelkantiger Banden zu bestehen und könnte zwei  ${}^1\Pi$ - ${}^1\Pi$ -Übergängen zugeschrieben werden oder eher noch einem Übergang  $0\pm \rightarrow 1$ . Bei MnCl wurden neben schwächeren Gruppen zwei kräftige nach Rot abgeschattierte in den Bereichen 4964—5009 und 5011—5030 Å beobachtet, die  $\Delta v = 0$ -Folgen zweier  $\Pi$ - $\Sigma$ -Übergänge zugeschrieben werden. Das Spektrum von MnF zeigte eine kräftige Bandengruppe bei 4920—4989 Å, die wiederum einem  $\Pi$ - $\Sigma$ -System zugeordnet wird. Eine zweite kräftige Bandengruppe bei 4993—5100 Å könnte zu einem  $0\pm \rightarrow \Sigma^+$ -Übergang gehören, wobei die Multiplizität des  $\Sigma$ -Zustandes sehr wahrscheinlich 5 oder 7 ist. Abschließend wird eine Zusammenfassung des derzeitigen Standes der Kenntnis der Mn-Halogenid-Spektren gegeben.

G. Schumann.

**10447 J. H. van Vleck.** *A case history of the NO-molecule.* Spectrochim. Acta **8**, 290, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Cambridge, Mass., Univ., Div. Engng. Appl. Phys.)

Pruckner.

**10448 J. B. Coon, R. K. Russell and B. L. Landrum.** *Rotational structure of the 3800 Å absorption system of SO<sub>2</sub>.* Spectrochim. Acta **8**, 284, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (College Station, Tex., A. and M. Coll., Dep. Phys.) Die Geometrie der angeregten Elektronenzustände, die mit dem Absorptionssystem des gasförmigen SO<sub>2</sub> bei 3800 Å verbunden sind, wurde durch eine quantitative Anwendung des FRANK-CONDON-Prinzips erhalten. Die Ergebnisse sind:  $r = r'' + 0,060 = 1,492$  Å,  $2\Theta' = 2\Theta'' + 5^\circ 4' = 124^\circ 36'$ . Diese Werte geben die Konstanten der Rotationsstruktur, nämlich  $2A(A-B) = 0,396$  cm<sup>-1</sup> und  $2AB = -0,071$  cm<sup>-1</sup>. Die auflösbare Rotationsstruktur dieser Banden wurde untersucht und ergab die vorläufigen Werte:  $2A(A-B) = 0,438 \pm 0,03$  cm<sup>-1</sup> und  $2AB = 0,080 \pm 0,008$  cm<sup>-1</sup>, womit die aus dem FRANK-CONDON-Prinzip erhaltenen Resultate bestätigt werden.

Pruckner.

**10449 S. R. Polo.** *The ultraviolet absorption spectrum of CF<sub>3</sub>J.* Spectrochim. Acta **8**, 286, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Ottawa, Can., Nat. Res. Council., Div. Pure Phys.) Mit einem 3 Meter-Gitterspektrographen wurde das Absorptionsspektrum des CF<sub>3</sub>J im Vakuumultraviolett untersucht. Drei Systeme, bei 1739 Å, bei 1599 Å und bei 1416 Å wurden beobachtet. Das System 1739 Å wurde in der



4. Ordnung gemessen und eine Schwingungsanalyse durchgeführt. Die Werte der vollkommen symmetrischen Schwingungen des oberen Zustandes sind: 969,1, 681,9 und 231,3  $\text{cm}^{-1}$ . Pruckner.

**10450 B. Kleman.** *The near ultra-violet spectrum of carbon disulphide.* Spectrochim. Acta **8**, 286, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Ottawa, Can., Nat. Res. Council, Div. Pure Phys.) Das System des  $\text{CS}_2$  bei 3100 Å wurde mit einem 36 Fuß-Gitterspektrographen aufgenommen. Mehrfach reflektierende Spiegel im Absorptionsgefäß ermöglichen es eine Weglänge von 100 Metern zu erreichen. Das Spektrum reicht von 2700 Å bis zu 400 Å. Sein langwelliges Ende besteht aus einer regelmäßigen Folge von Anregungszuständen des oberen Zustands der Bindungsfrequenz. Die untersten Zustände reichen vom Grundzustand bis zu  $5\nu_2$  und die Banden haben die Form von  $\Sigma' - \Sigma'$ ,  $\Pi - \Pi$ ,  $\Delta - \Delta$  und  $\Phi - \Phi$ -Banden. Eine eingehende Untersuchung der Schwingungs- und Rotationsstruktur zeigt, daß das Molekül im oberen Zustand nicht linear ist. Pruckner.

**10451 J. N. Shearer, T. A. Wiggins, A. H. Guenther and D. R. Rank.** *I-type doubling in  $\text{N}_2\text{O}$ .* Spectrochim. Acta **8**, 292, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (University Park, Penn., State Univ.) Mit einem hochauflösenden Spektrometer wurden in neun  $\pi - \pi$ -Banden des  $\text{N}_2\text{O}$  Dublettaufspaltungen gemessen. Es zeigte sich, daß die Konstante  $q_v$  im allgemeinen eine Funktion aller drei Schwingungsquantenzahlen ist. Durch Analogiebetrachtungen zu älteren theoretischen Arbeiten kommen Vff. zu der halbempirischen Formel  $q_v = \sum_i Q_i (v_i + 1)$  für die grundlegende Beziehung, worin  $v_i$  die Schwingungsquantenzahlen  $i = 1, 2, 3$ , und  $Q_i$  die CORIOLIS-Konstanten sind. Es wird gezeigt, daß die Meßdaten diese Gleichung innerhalb der Meßfehler erfüllen. Pruckner.

**10452 Chun C. Lin.** *The spectrum of  $\text{NO}_2$ .* Spectrochim. Acta **8**, 290, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Norman, Okla., Univ.) Pruckner.

**10453 S. Nagakura and M. Gouterman.** *The effect of hydrogen bonding on the near ultra-violet absorption of naphthol.* Spectrochim. Acta **8**, 282, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Chicago, Ill., Univ., Dep. Phys., Lab. Molecul. Struct., Spectra.) Der Einfluß der Wasserstoffbindung auf das Absorptionsspektrum des  $\alpha$ - oder  $\beta$ -Naphthols im nahen Ultraviolett wurde untersucht. Triäthylamin, Aether und Nitromethan wurden als Protonenempfänger genommen. Es zeigte sich, daß die Aufnahmefähigkeit in der Reihenfolge: Triäthylamin—Aether—Nitromethan zunimmt, und das rote Absorptionsmaximum, der Wasserstoffbindung in der Reihenfolge:  $\alpha$  Naphthol—Phenol— $\beta$  Naphthol ansteigt. Auf der Grundlage dieser Ergebnisse wird der Mechanismus der Wasserstoffbindung und Rotverschiebung diskutiert. Pruckner.

**10454 S. Nagakura.** *Additional evidence supporting the existence of intramolecular charge transfer absorption.* Spectrochim. Acta **8**, 282, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Chicago, Ill., Univ., Dep. Phys., Lab. Molecul. Struct., Spectra.) Die Methode, die früher schon einmal verwendet worden war, um die starke Absorptionsbande einiger Moleküle, die Elektronengeber- und Empfängergruppen enthalten (NAGAKURA und TANAKA, Ber. **34**, 933, 1955) zu erklären, wird nun benützt, um den Unterschied der Absorptionsspektren von p-disubstituiertem Benzol und o,m-disubstituiertem zu erklären. Pruckner.

**10455 A. Mangini and G. Leandri.** *On the UV absorption spectra of thionylaniline.* Spectrochim. Acta **8**, 283, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Bologna, Italy, Univ.,

Ind. Chem. Dep.) Die *Thionylaniline*, die durch Kondensation von *Anilin* mit *Thionylchlorid* erhalten werden, sind gelb gefärbt. Das *Phenyl-Thionylanilin* zeigt die Absorptionsbanden des *Anilin*, daneben eine bei 320 m $\mu$  mit  $\lg \epsilon \approx 4$ . Diese wird durch einige Substituenten (Methyl, Acryl, ...) nach Rot verschoben, wobei die Intensität von etwa gleicher Größenordnung bleibt. Im Falle des p-Nitro-Derivats ist das Spektrum praktisch gleich dem des p-Nitro-acetalids. Unter Beachtung der Dipolmomente und des chemischen Verhaltens dieser Verbindungen kommen Vff. zu dem Schluß, daß die *Thionylaniline* sich in einem hoch dipolaren Zustand befinden. Pruckner.

10456 P. G. Wilkinson. *Absorption spectra of benzene and benzene-d<sub>6</sub> in the vacuum ultra-violet*. Spectrochim. Acta **3**, 283, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Chicago, Ill., Univ., Dep. Phys.) Das Absorptionsspektrum von *Benzol* und *Benzol-d<sub>6</sub>* wurde im Gebiet 1300 Å—1800 Å mit einem 21-Fuß-Gitterspektrographen in erster Ordnung und Xenon- und Krypton-Kontinuum als Untergrund aufgenommen. Vier RYDBERG-Serien wurden identifiziert in beiden Verbindungen, die nach dem Ionisationspotential 9,247 eV beim *Benzol* und 9,251 eV beim *Benzol-d<sub>6</sub>* konvergieren. Es wird angenommen, daß das stabile Gleichgewicht der Kernkonfiguration im RYDBERG-s-Zustand die Symmetrie D<sub>2h</sub> hat. Pruckner.

10457 John A. Petruska. *Effect of substituents on the near UV spectrum of benzene*. Spectrochim. Acta **3**, 284, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Chicago, Ill., Univ., Lab. Molecul. Struct. Spectra.) Die Änderungen in der Intensität und Anregungsenergie des untersten Anregungsniveaus des *Benzols* bei Substitution der H-Atome durch verschiedene andere Gruppen werden theoretisch nach der Methode der MO-Theorie behandelt. Einfache Formeln werden erhalten, welche die Frequenzverschiebung und Intensitätsänderung der Bande 2600 Å mit zwei charakteristischen Parametern jedes Substituenten verbinden. Diese Formeln scheinen für eine große Anzahl von Substituenten brauchbar zu sein. Passende Zahlenwerte für diese Parameter lassen sich aus den Spektren des entsprechenden monosubstituierten Verbindungen erhalten. Pruckner.

10458 Yoshiya Kanda and Lawrence Blackwell. *Vibrational analyses of the triplet emission spectra of several alkylbenzenes*. Spectrochim. Acta **3**, 284, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Durham, N. Carol., Duke Univ., Dep. Phys.) Die Triplett-Singulett-Emissionsspektren von *Toluol*, *Aethylbenzol*, *n-Propylbenzol* und *n-Butylbenzol* wurden in verschiedenen Konzentrationen in Lösung und im festen kristallinen Zustand bei der Temperatur des flüssigen Stickstoffs und flüssigen Heliums gemessen. Letztere Spektren waren nach Rot verschoben und zeigten eine Schwingungsstruktur, die von denen der Lösungsspektren verschieden ist. Ein Vergleich mit der Schwingungsanalyse des *Toluolspektrums* durch DIKUN und SVESHNIKOV wurde durchgeführt. Pruckner.

19459 Richard C. Heckman. *Triplet-singlet emission spectra of some heterocyclic and related molecules*. Spectrochim. Acta **3**, 284, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Durham, N. Carol., Duke Univ., Dep. Phys.) Triplett-Singulett-Spektren von *Inden*, *Indol*, *Thianaphthol*, *Fluoren*, *Carbazol*, *Di-benzofuran* und *Di-benzothiophen* wurden in erstarrter Lösung gemessen. Mit Ausnahme des *Indens* war eine Schwingungsanalyse an Hand der bekannten RAMAN-Daten und Infrarotschwingungen möglich. Vier andere Verbindungen, nämlich *Cyclopentadien*, *Pyrrrol*, *Furan* und *Thiophen*, zeigten innerhalb der Versuchsgrenzen keine entsprechende Emission. Die Messung der Emission war bis zu einer Lebenszeit von 0,002 s möglich. Pruckner.

**10460 H. Sp oner, Lawrence Blackwell and Yoshiya Kanda.** *Triplet-singlet emission spectra of benzene and naphthalene crystals at low temperatures.* Spectrochim. Acta **8**, 285, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Durham, N. Carol., Duke Univ., Dep. Phys.) Die Triplett-Singulett-Übergänge des Benzols bei 3400 Å entwickeln sich bei der Temperatur des flüssigen Heliums zu einem Spektrum mit bemerkenswert gut ausgebildeter Struktur. An Naphthalinkristallen wird bei dieser Temperatur ein ziemlich scharf ausgebildetes Spektrum bei 5200 Å beobachtet, dazu noch ein anderer T-S-Übergang bei 3600 Å. Die Emission des Naphthalins ist empfindlich von dessen Reinheit abhängig. So wurde mit handelsüblichem Naphthalin ein weiteres Emissionsspektrum bei kürzeren Wellenlängen beobachtet, das sich als identisch mit dem von OBREIMOV und SHABALDAS beschriebenen Fluoreszenzspektrum des Naphthalins erwies und das sonst nicht mit dem Phosphorescopspektroskop festzustellen ist. Vff. nehmen an, daß ein dritter Triplett-Zustand des Thionaphthalins so liegt, daß er die Fluoreszenz des Naphthalins sensibilisieren kann.

Pruckner.

**10461 Jerome W. Sidman.** *Electronic and vibrational states of the pleiadienes.* Spectrochim. Acta **8**, 285, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Rochester, N. Y., Univ., Dep. Chem.) Die Spektren des Acepleiadiens und Acepleiadylens wurden bei 77° K in fester Lösung, in einzelnen Mischkristallen mit Pyren und in reinen Einzelkristallen untersucht. Die Elektronenübergänge wurden bestimmt und die Ergebnisse in guter Übereinstimmung mit den theoretischen Werten gefunden. Die Aromatisierung in perikondensierten Systemen wird diskutiert und eine mögliche Erweiterung der HÜCKELSchen  $(4n + 2)$  Regel vorgeschlagen. Schwingungsanalysen werden gegeben für den tiefsten Absorptions- und Fluoreszenzübergang im Acepleiadylen und den tiefsten Absorptionsübergang im Acepleiadien. Die Kristallspektren geben auch Aufschluß über die Kristallstruktur.

Pruckner.

**10462 B. H. Johnson and F. A. Matsen.** *Effect of solvent on the electronic spectra of the polyacenes.* Spectrochim. Acta **8**, 285, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Baytown, Humble Oil Refin. Co.; Austin, Tex., Univ.) Die Wellenlänge einer Elektronenabsorptionsbande eines Chromophors C in einem Medium M wird in zweiter Näherung gegeben durch  $\lambda = \lambda_0 (1 + \Phi/R^6 \cdot \alpha_M^2/M |r_c|^2 + \text{Terme, die zu anderen Übergängen gehören, wobei } \alpha_M, I_M, r_c, \Phi \text{ und } R \text{ Polarisierbarkeit, Ionisationsenergie, Übergangsmoment, Koordinationszahl und internuklearer Abstand sind. Die verwendeten Lösungsmittel waren ROH } (\alpha/I \sim 0,298) \text{ RNH}_2 (0,525) \text{ und RSH } (0,930). \text{ Ihr Einfluß auf die ersten und zweiten Übergänge im Naphthalin, Anthracen und Naphthacen wurde bestimmt. Zusatz von Mercaptan zu Naphthacen ändert dessen Spektrum vollkommen, was einem Ladungsaustausch zugeschrieben werden könnte. Wenn man die Änderung der Löslichkeit eines Chromophors einer Änderung der Dispersionskräfte zuschreiben kann, dann kann man schreiben: } RT \cdot (\ln S)/S = (\lambda - \lambda_0) \cdot I_B/\lambda_0. \text{ Diese Regel wurde qualitativ befolgt.}$

Pruckner.

**10463 W. W. Robertson, O. E. Weigang and F. A. Matsen.** *Effects of high pressure upon the near ultra-violet absorption spectra of the polyacenes.* Spectrochim. Acta **8**, 288, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Austin, Tex., Univ., Dep. Phys. Chem.) Die Absorptionsspektren von Naphthalin, Anthracen und Naphthacen in *n*-Pentan wurden bei einem Druck von 5500 bar im nahen Ultraviolett gemessen. Die Wellenlänge der Absorption steigt linear mit der Dielektrizitätskonstante des unter Druck gesetzten Lösungsmittels an, nach der Formel:  $\lambda = \Delta K(K-1) + \lambda_0$ .  $\Delta\lambda/\Delta K$  variiert von 26 Å für den Naphthalin- $1A_{1g}^- - 1B_{3u}$ -Übergang bis zu 235 Å für den Naphthalin- $1A_{1g}^- - 1B_{2u}$ -Übergang. Da  $\Delta\lambda/\Delta K$  leicht gemessen werden kann, ergibt sich so eine einfache Methode zur praktischen Unterscheidung



der Übergänge. Die Werte von  $\lambda_0$ , die man durch Extrapolation auf  $K = 1$  erhält, sind innerhalb weniger Å gleich den für den Dampfzustand gemessenen Werten.  
Pruckner.

**10464 Allan P. Gray and R. C. Lord.** *High-resolution infra-red spectra of methylamine and its deuterium derivatives.* Spectrochim. Acta **8**, 293, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Cambridge, Mass., Inst. Technol., Spectrosc. Lab.) Die Verbindungen *Methylamin*, *Methylanin*  $d_2$ , *Methylamin*  $d_3$  und *Methylamin- $d_3$  amin*  $d_2$  wurden in hoher Reinheit, sowohl chemisch, wie in der Isotopenzusammensetzung, hergestellt und ihre Infrarot-Spektren mit Gitter- und mit Prismenauflösung gemessen. Die Rotationsschwingungsbanden-Zentren wurden mit größerer Genauigkeit als bisher gemessen und mittels der Spektren der Deuteriumanalogen ergab sich in einigen wichtigen Punkten eine andere Zuordnung der Schwingungen als bisher. Die Rotationsstruktur mehrerer ungestörter Schwingungsbanden wurde analysiert und Rotationskonstanten wurden erhalten, die gut mit den Werten übereinstimmen, die aus den Untersuchungen im Mikrowellenbereich stammen.

Pruckner.

**10465 G. Herzberg.** *Ultra-violet spectra of simple polyatomic molecules.* Spectrochim. Acta **8**, 280, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Ottawa, Can., Nat. Res. Council.)

Pruckner.

**10466 Mlle Elisabeth Laffitte et Robert Lalonde.** *Absorption ultraviolette de quelques dérivés mésoanthracéniques.* Bull. Soc. Chim. Fr. 1957, S. 761—763, Nr. 6. (Juni.) (Bordeaux, Fac. Sci., Lab. Phys. Gen., Chim. Organ.)

**10467 Mme Denise Cagniant et Paul Cagniant.** *Hétérocycles oxygénés. III. Etude spectrographique dans l'ultraviolet et l'infrarouge de quelques dérivés alcoylés du coumaranne.* Bull. Soc. Chim. Fr. 1957, S. 838—843, Nr. 6. (Juni.) (Strasbourg, Univ., Lab. Rech.)

Beggerow.

**10468 William Lichten.** *Lifetime measurements of metastable state of molecules.* Spectrochim. Acta **8**, 280, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Chicago, Ill., Univ., Lab. Molecul. Spectra, Struct.) Für die Messung der Lebensdauer metastabiler Zustände wurde die Molekularstrahlmethode erprobt, unter Verwendung einer Differentialpumpe, einer Energiekontrolle für das Elektronenbombardement und eines beweglichen Detektors. Die untere Grenze für die Lebensdauer des  $A^3\Sigma_u^+$ -Zustands des  $N_2$  wurde niedriger gefunden, der Wert für den  $a^1\Pi_g$ -Zustand ergab sich als  $(1,7 \pm 0,3) \cdot 10^{-4}$  s.

Pruckner.

**10469 Kazuo Takayanagi.** *Rotational transition of hydrogen molecule by collision.* Proc. phys. Soc. Lond. (A) **70**, 348—354, 1957, Nr. 5 (Nr. 449A). (1. Mai.) (Univ. Coll. London, Dep. Phys.) Frühere Berechnungen der Übergangswahrscheinlichkeit für Parawasserstoff durch den Vf. (Progr. Theor. Phys. **8**, 497, 1952; **9**, 578, 1953; **10**, 369, 1953) werden erweitert durch Hinzunahme eines Anziehungsterms zum intermolekularen Potential. Außer für  $H_2(l=0) + H_2(l=0) \rightarrow H_2(l=2) + H_2(l=0)$ , wo bei 200°K gute Übereinstimmung mit dem Experiment erreicht wird, was als Stütze für die Brauchbarkeit des Verfahrens sowohl als der verwendeten Potentialfunktion gelten kann, wird die Übergangswahrscheinlichkeit für  $H_2(l=0) + H \rightarrow H_2(l=2) + H$  berechnet. Nach der derzeitigen Kenntnis der intermolekularen Kräfte ist die Anisotropie des  $H_2$ -H-Potentials wesentlich größer als die des  $H_2$ - $H_2$ -Potentials. Daher ist der Wirkungsquerschnitt des Rotationsübergangs für  $H_2$ -H-Stöße viel höher als der für  $H_2$ - $H_2$ -Stöße, für 100 bis 1000°K um nahezu einen Faktor 10.

G. Schumann.

**10470 D. A. Ramsay.** *Electronic spectrum and structure of the free  $NH_2$  radical.* Spectrochim. Acta **8**, 286, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Ottawa, Can., Nat. Res. Council., Div. Pure Phys.) Die Banden des Ammoniaks im Gebiet 4000—8300 Å

wurden in Absorption während der Photolyse des Ammoniaks und Hydrazins beobachtet. Wenn  $N^{14}$  durch  $N^{15}$  und H durch D ersetzt wurde, zeigte sich eine Isotopieverschiebung. Die Banden wurden bisher dem  $NH_2$  zugeschrieben, was nun durch eine eingehende Rotations- und Schwingungsanalyse dieser Banden bestätigt wird. Die Banden gehören zu einem Übergang vom Typ C zwischen einen Grundzustand, in dem das  $NH_2$  gewinkelt ist, und einem angeregten, in dem es linear ist. 16 Banden der Biegunsfrequenz wurden identifiziert, deren Quantenzahl  $v_2'$  wahrscheinlich die Werte 5, 6, 7, . . . . 20 annimmt. Mit zunehmender Schwingungsquantenzahl steigen die Schwingungsintervalle von  $650\text{ cm}^{-1}$  bis  $1000\text{ cm}^{-1}$ . Die Rotationskonstanten für den Grundzustand, nach der MECKESchen Summenregel bestimmt, sind:  $A''_{000} = 23,6_2\text{ cm}^{-1}$ ,  $B''_{000} = 12,9_4\text{ cm}^{-1}$ ,  $C''_{000} = 8,3_6\text{ cm}^{-1}$ . Aus diesen Konstanten errechnen sich Länge und Winkel der Bindung als:  $r''_{000}(NH) = 1,025\text{ Å}$  u.  $H-N-H = 103^\circ$ . Der obere Zustand ist vermutlich ein  ${}^2\pi$ -Zustand und die beobachtete Verschiebung der Teilbanden mit verschiedenen l-Werten vermutlich eine Folge der Wechselwirkung des Winkelmoments der Elektronenbahn  $lh/2^h$  (mit  $l = 1$ ) mit dem Winkelmoment  $lh/2\pi$  der Schwingung. Eine schwache Spin-Aufspaltung wurde beobachtet.

Pruckner.

**10471 Robert Wichard Pohl.** *Festkörperphysik.* Elektrotech. Z. (A) **77**, 604—608, 1956, Nr. 18. (11. Sept.) (S. B.) (Göttingen, Univ.) Veröffentlichung eines Festvortrages auf der Hauptversammlung des VDE in Frankfurt a. M. am 12. September 1956. Aus dem Bereich der Festkörperphysik wird die Elektronenleitung in Kristallen ohne metallische Bindung (Alkalihalogenide, Germanium und Silicium) näher betrachtet. Die Grundlagen der wesentlichen Erscheinungen und gemeinsamen Eigenschaften werden in den Rahmen physikalischer Tatsachen eingeordnet und werden in anschaulicher Form dargestellt. Die große technische Bedeutung der Kristalldioden und -trioden wird erwähnt.

German.

**10472 M. M. Woolfson.** *Sign determination for pgg, p4g and certain other space groups.* Acta cryst. **7**, 721—725, 1954, Nr. 11. (10. Nov.) (Cambridge, Engl., Cavendish Lab., Cryst. Lab.)

**10473 Masao Atoji and William N. Lipscomb.** *The X-ray scattering from a hindered rotator. III.* Acta cryst. **7**, 726—729, 1954, Nr. 11. (10. Nov.) (Minneapolis, Minn., Univ., School Chem.)

**10474 Josef Intrater and Sigmund Weissmann.** *An X-ray diffraction method for the study of substructure of crystals.* Acta cryst. **7**, 729—732, 1954, Nr. 11. (10. Nov.) (New Brunswick, N. J., Rutgers Univ., Coll. Engng., Materials Res. Lab.)

**10475 R. Gevers.** *X-ray diffraction by close-packed crystals with „growth-“ and „deformation or transformation stacking faults“ assuming an „n-layer influence“.* Acta cryst. **7**, 740—744, 1954, Nr. 11. (10. Nov.) (Gent, Belg., Lab. Kristallk.)

**10476 C. A. Taylor.** *A method of determining the relative positions of molecules using Fourier-transform principles.* Acta cryst. **7**, 757—763, 1954, Nr. 11. (10. Nov.) (Manchester, Engl., Coll. Technol., Phys. Dep.)

**10477 Helen D. Megaw.** *Location of atomic centres in an electron-density synthesis.* Acta cryst. **7**, 771, 1954, Nr. 11. (10. Nov.) (Cambridge, Engl., Cavendish Lab., Cryst. Lab.)

**H. D. Megaw.** *Crystallography of ferroelectric materials.* Acta cryst. **7**, 696, 1954, Nr. 10. (Okt.) (S. B.)

**10478 Kyozauro Kambe.** *A dynamical theory of the simultaneous reflexion by two lattice planes. III. Experimental verification.* Acta cryst. **7**, 777—779, 1954, Nr. 11. (10. Nov.) (Tokyo, Japan, Tokyo Inst. Technol.)

Schön.

10479 **William R. McMillan**. *Simplified formula for calculating interplanar spacings in the rhombohedral system*. Acta cryst. **7**, 782, 1954, Nr. 11. (Nov.) (East Pittsburgh, Pa., Westinghouse Res. Lab.)

10480 **J. Monteath Robertson**. *A fast digital computer for Fourier operations*. Acta cryst. **7**, 817—822, 1954, Nr. 12. (10. Dez.) (Glasgow, Scotl., Univ., Chem. Dep.)

10481 **E. J. W. Whittaker**. *The diffraction of X-rays by a cylindrical lattice*. I. Acta cryst. **7**, 827—832, 1954, Nr. 12. (10. Dez.) (Chapel-en-le-Frith, Stockport, Engl., Ferodo Ltd.)

10482 **E. R. Howells**. *Vector maps of structures containing helical chains*. Acta cryst. **7**, 854—857, 1954, Nr. 12. (10. Dez.) (Welwyn Garden City, Herts., Engl. I. C. I. Plastics Ltd.)

10483 **W. Cochran** and **M. M. Woolfson**. *The theory of sign relations between structure factors*. Acta cryst. **8**, 1—12, 1955, Nr. 1. (10. Jan.) (Cambridge, Engl., Cavendish Lab., Cryst. Lab.) Schön.

10484 **C. G. Shull** and **E. O. Wollan**. *Applications of neutron diffraction to solid state problems*. Solid State Phys. **2**, 137—217, 1956. (Oak Ridge, Tenn., Oak Ridge Nat. Lab.) V. Weidemann.

10485 **A. F. Wells**. *The geometrical basis of crystal chemistry. Part 3 u. 4*. Acta cryst. **7**, 842—848 u. 849—853, 1954, Nr. 12. (10. Dez.) (Manchester, Engl., Imp. Chem. Ind. Ltd.)

10486 **D. C. Phillips**. *On the visual estimation of X-ray reflection intensities from upper-level Weissenberg photographs*. Acta cryst. **7**, 746—751, 1954, Nr. 11. (10. Nov.) (Ottawa, Can., Nat. Res. Council, Phys. Div.)

10487 **A. Niggli**. *Die Raumgruppe von  $\text{Na}_2\text{CrO}_4$* . Acta cryst. **7**, 776, 1954, Nr. 11. (10. Nov.) (Uppsala, Schwed., Univ., Chem. Inst.)

10488 **Hellmut Fischmeister**. *The system  $\text{Na}_2\text{SO}_4$ — $\text{Na}_2\text{CrO}_4$  and the structure of  $\text{Na}_2\text{SO}_4$  (III)*. Acta cryst. **7**, 776—777, 1954, Nr. 11. (10. Nov.) (Uppsala, Swed., Univ., Inst. Chem.)

10489 **M. J. Buerger**. *Network and interstitial-disorder transformation in minerals*. Acta cryst. **7**, 697, 1954, Nr. 10. (Okt.) (S. B.)

10490 **J. Trommel** and **J. M. Bijvoet**. *Crystal structure and absolute configuration of the hydrochloride and hydrobromide of D(—)-isoleucine*. Acta cryst. **7**, 703—709, 1954, Nr. 11. (10. Nov.) (Utrecht, Netherl., Rijks Univ., Lab. Kristalchem.)

10491 **C. J. Brown** and **D. E. C. Corbridge**. *The crystal structure of acetanilide*. Acta cryst. **7**, 711—715, 1954, Nr. 11. (10. Nov.) (Manchester, Engl., Imp. Chem., Ind. Ltd., Res. Lab.)

10492 **G. E. Pringle**. *X-ray analysis of hydrogen bonding in the structure of oxalic acid dihydrate*. Acta cryst. **7**, 716—720, 1954, Nr. 11. (10. Nov.) (Leeds, Engl., Univ., School Chem.)

10493 **T. G. D. van Schalkwyk**. *The crystal structure of phthalic acid*. Acta cryst. **7**, 775, 1954, Nr. 11. (10. Nov.) (Cambridge, Engl., Cavendish Lab., Cryst. Lab.)

10494 **A. L. Veenendaal** and **Caroline H. MacGillavry**. *Phthalic acid at low temperature*. Acta cryst. **7**, 775, 1954, Nr. 11. (10. Nov.) (Amsterdam, Netherl., Univ., Lab. Gen. Inorg. Chem.) Schön.



**10495<sup>1</sup> A. Schneider und G. Heymer.** *Die Temperaturabhängigkeit der Molvolumina der Phasen NaTl und LiCd.* Z. anorg. Chem. **286**, 118—135, 1956, Nr. 3/4. (Juli.) (Göttingen, Univ., Anorg.-chem. Inst.) Die angewandten Verfahren zur Bestimmung der Temperaturabhängigkeit der Dichten (röntgenographische und Blasendruckmethode, GREENAWAY, 1947) ist zunächst an reinen Metallen (Pb, Sb, Tl, Cd, In) erprobt worden. Bestimmend für die Stabilität des NaTl-Gitters (AB) geben die Vff. an: Festigkeit der kovalenten Bindung B—B; Polarisierbarkeit der unedlen Komponente A; elektrostatische Wechselwirkung zwischen dem  $[A^+]_{\infty}$ - und dem  $[B^-]_{\infty}$ -Teilgitter. Temperaturerhöhung entspricht Lockerung der B—B-Bindung. Erhöhung der Fehlstellenkonzentration, Radiennormalisierung als Folge der Gitterlockerung B—B und Zunahme metallischer Bindungsanteile bei Erhaltung kovalenter und heteropolarer Bindungsanteile auch noch im flüssigen Zustand. (Zfg.) H. Ebert.

**10496 I. M. Lifshitz and G. I. Stepanova.** *Vibration spectrum of disordered crystal lattices.* Soviet Phys. JETP **3**, 656—662, 1956, Nr. 5. (Dez.) (Engl. Übers. aus: J. exp. theor. Phys., Moskau **30**, 928—946, 1956, Mai.) (Ukrain. Acad. Sci., Phys.-Tech. Inst.) Es wird das Schwingungsspektrum eines gestörten Kristallgitters untersucht. Die theoretischen Betrachtungen beziehen sich auf ein Kristallgitter, dessen Gitterpunkte mit einem Isotopengemisch eines Elementes besetzt sind. Die Methode läßt sich jedoch auch auf allgemeinere Fälle anwenden. Jede Atommasse wird als eine statistisch verteilte variable betrachtet und die Abweichung der Massen von ihrem Mittelwert nicht als klein vorausgesetzt. Die Termdichte und der Schwingungsanteil der Freien Energie eines derartigen Kristalls werden bestimmt. Golling.

**10497 Jules de Launay.** *The theory of specific heats and lattice vibrations.* Solid State Phys. **2**, 219—303, 1956. (Washington, U. S. Naval Res. Lab.)

V. Weidemann.

**10498 V. L. Bonch-Bruевич.** *The theory of the interaction of an electron gas with the vibration of the crystalline lattice.* Soviet Phys. **3**, 278—284, 1956, Nr. 2. (Sept.) (Engl. Übers. aus: J. exp. theor. Phys., Moskau **30**, 342—350, 1956 Febr.) (Moscow Electrotech. Inst.) Auf das Problem der Wechselwirkung der Elektronen mit dem Phononenfeld wird die Methode der GREENschen Funktion angewandt. Es werden die Spektren der Elektronenenergie und der Elektronenmomente am absoluten Nullpunkt berechnet. (Zfg.) German.

**10499 J. J. O'Dwyer and P. G. Harper.** *Nonradiative transitions of trapped electrons in polar crystals.* Phys. Rev. (2) **105**, 399—400, 1957, Nr. 2. (15. Jan.) (Sydney, Austr., Commonw. Sci. Ind. Res. Org., Div. Electrotechnol.) Für die Formel von HUANG und RHYS (Ber. **32**, 2104, 1953) für strahlungslose Übergänge von getrappten Elektronen in polaren Kristallen wird eine Näherung angegeben für hohe Temperaturen. Die Ergebnisse werden mit den exakten von HUANG und RHYS verglichen, und man erhält Übereinstimmung in einem weiten Temperaturbereich. Zehler.

**10500 K. Molière und D. Wagner.** *Herstellung von Einkristallen hochschmelzender Metalle durch thermische Zersetzung von Halogeniddämpfen.* Z. Elektrochem. **61**, 65—69, 1957, Nr. 1. (Jan.) (Berlin-Dahlem, Max-Planck-Ges., Fritz-Haber-Inst.) Es wird ein Verfahren beschrieben, mit dem es gelang, Wolfram- und Zirkoneinkristalle aus einer Dampfphase herzustellen. Dabei geschieht die Abscheidung der Metalle durch thermische Dissoziation ihrer dampfförmigen Halogenverbindungen. Mit dieser Methode lassen sich die Metalle in äußerster Reinheit darstellen. Es gelang auf diese Weise, Kristalle mit kristallographisch definierten, makroskopischen und störungsfreien ebenen Flächen herzustellen. Als Wachstumskeime

dienen die Spitzen dünner Wolframfäden. Bei Wolfram erschien in den allermeisten Fällen als Wachstumsform das Rhombendodekaeder (Fläche 011). Bei einigen Kristallen konnten gut ausgebildete Würfelflächen (001) beobachtet werden. Dabei waren die Polyeder meistens deformiert. Beim Zirkonium zeigt sich neben der ebenfalls vorwiegenden (011)-Form die Würfelfläche (001) häufiger und deutlicher als bei Wolfram. Weiterhin wurden bei der Wolframabscheidung Dendritenbildungen beobachtet, die nach der Achse [001] oder nach der Achse [111] gewachsen waren. Die dieses Dendritenwachstum verursachenden Umstände sind noch nicht bekannt. Röh m.

**10501 Werner Dittmar und Kurt Neumann.** *Über die Gestalt und das Wachstum nadelförmiger Kaliumkristalle.* Z. Elektrochem. **61**, 70—73, 1957, Nr. 1. (Febr.) (Gießen, Justus-Liebig-Hochschule, Phys.-Chem. Inst.) Experimentell wurde das Wachstum nadelförmiger Kaliumkristalle untersucht. Dabei gelang es, Kristallnadeln, die bei der Kondensation von übersättigtem Kaliumdampf an erstarrten Kaliumtropfen entstehen, durch Weiterzüchten so stark zu verdicken, daß sowohl ihre Gestalt, als auch ihre Orientierung festgestellt werden konnte. Es zeigte sich, daß die Nadeln gerade auf den atomar rauhesten, für die Diffusion ungünstigsten Oberflächenbezirken der Unterlage wachsen. Daraus schließt man, daß der Diffusionsstrom von der Mitte der wachsenden Nadel aus nach beiden Enden hin erfolgt, wo gleich günstige Einbaubedingungen vorhanden sind. Im Anfangsstadium werden der wachsenden Basisfläche direkt aus dem Dampf Moleküle zugeführt, während mit wachsender Länge eine zusätzliche Lieferung durch Diffusion immer mehr zur Geltung kommt, um schließlich ganz zu überwiegen. Es steigt also die Wachstumsgeschwindigkeit immer mehr und strebt einem asymptotischen Grenzwert zu. Röh m.

**10502 E. A. Arenstein.** *Effect of diffusion on the kinetics of crystallization.* Soviet Phys. **3**, 302—303, 1956, Nr. 2. (Sept.) (Engl. Übers. aus: J. exp. theor. Phys., Moskau **30**, 414—416, 1956, Febr.) (Tomsk Engng. Construct. Inst.) In der Diffusionstheorie des Kristallwachstums werden zusätzlich Eigenschaften der Kristalloberfläche berücksichtigt, die aus dem Massenwirkungsgesetz folgen. Die verschiedenen Grenzfälle werden gegeneinander abgewogen. German.

**10503 A. Boettcher und H. Treupel.** *Einige Beispiele kontinuierlicher Gittertransformationen.* Acta cryst. **7**, 695—696, 1954, Nr. 10. (Okt.) (S. B.)

**G. H. Jonker and J. Volger.** *Influence of crystal dimensions on the transitions of BaTiO<sub>3</sub>.* Acta cryst. **7**, 696, 1954, Nr. 10. (Okt.) (S. B.)

**10504 J. Whetstone.** *A study of the initiation of transition between ammonium nitrate modifications III and IV* Acta cryst. **7**, 697, 1954, Nr. 10. (Okt.) (S. B.)

**10505 S. Takagi und K. Suzuki.** *The phase transition in n-paraffin.* Acta cryst. **7**, 697, 1954, Nr. 10. (Okt.) (S. B.)

**10506 S. Miyake und K. Suzuki.** *On precipitation of metastable centres in solid solutions NaCl—CaCl<sub>2</sub>.* Acta cryst. **7**, 695, 1954, Nr. 10. (Okt.) (S. B.)

**10507 V. Vand.** *Classification of phases in crystals of long-chain compounds, and some mechanisms of their phase transitions.* Acta cryst. **7**, 697—698, 1954, Nr. 10. (Okt.) (S. B.) Schön.

**10508 Ch. Blushehik, F. N. Zaitov, Kh. A. Miagl' und K. Iu. El'ken.** *Investigation of NaCl—AgCl trapping centers by a method of thermo-optical bleaching.* Soviet Phys. **3**, 292—293, 1956, Nr. 2. (Sept.) (Engl. Übers. aus: J. exp. theor. Phys., Moskau **30**, 403—404, 1956, Febr.) (Tartar State Univ.) Theoretisch und experi-

mentell wurde der Fall untersucht, daß das optische System, das Elektronen befreit, gegenüber der thermischen Anregung von zweiter Ordnung ist. Es wird gemessen: Die Änderung des Absorptionskoeffizienten in Abhängigkeit von der Temperatur, die spektrale Verteilung der Änderung des Absorptionskoeffizienten und die Intensität in Abhängigkeit von der Temperatur. Die verschiedenen Banden werden diskutiert.

German.

**10509 P. G. Aline.** *Optical and electrical properties of silver chloride.* Phys. Rev. (2) **105**, 406—412, 1957, Nr. 2. (15. Jan.) (Eugene, Oregon, Univ., Dep. Phys.) Es werden Absorptions-, Fluoreszenz- und Photoleitfähigkeitsmessungen an AgCl-Kristallen im Wellenlängenbereich seiner Absorptionskante und im Temperaturbereich von —183 bis 30°C ausgeführt.

Martienssen.

**10510 Norman W. Lord.** *Hyperfine structure of F-center spin resonance in lithium fluoride and sodium fluoride.* Phys. Rev. (2) **105**, 756—757, 1957, Nr. 2. (15. Jan.) (Silver Spring, Maryl., Johns Hopkins Univ., Appl. Phys. Lab.) Die paramagnetische Resonanz der durch Röntgenstrahlen in LiF und NaF induzierten F-Zentren wurde vermessen, wobei die Hyperfeinstrukturverbreiterung der Resonanzkurven bei beiden Substanzen in 15 und mehr einzelne Linien aufgelöst werden konnte. Das Verhältnis des Aufspaltungsfaktors  $g_J$  der F-Zentren-Resonanz zum g-Faktor des freien Elektrons wurde mit hoher Genauigkeit bestimmt und aus den Hyperfeinstrukturaufspaltungsfaktoren die Aufenthaltswahrscheinlichkeit des ungepaarten F-Zentren-Elektrons am Kernort der nächsten benachbarten Alkaliatome angegeben.

Andresen.

**10511 F. Bassani and N. Inchauspé.** *Position of the  $\alpha$  and  $\beta$  bands in alkali-halide crystals.* Phys. Rev. (2) **105**, 819—822, 1957, Nr. 3. (1. Febr.) (Urbana, Ill., Univ.) Die Verschiebung der optischen Absorptionsbanden  $\alpha$  und  $\beta$  in Alkalihalogenidkristallen gegenüber der langwelligsten Bande der Eigenabsorption wird berechnet. Die  $\beta$ -Bande wird der Erzeugung eines Excitons in direkter Nachbarschaft eines Farbzentrons zugeordnet, die  $\alpha$ -Bande der Erzeugung eines Excitons in der Nachbarschaft einer Anionenlücke. Die Ergebnisse stehen in Übereinstimmung mit den bisher gemessenen Werten.

Martienssen.

**10512 C. J. Rauch and C. V. Heer.** *Some F-band optical oscillator strengths in additively colored alkali halides.* Phys. Rev. (2) **105**, 914—920, 1957, Nr. 3. (1. Febr.) (Columbus, O., State Univ., Dep. Phys. Astr.) Es wird die statische magnetische Suszeptibilität von Alkalihalogenidkristallen gemessen, die im Alkalidampf verfärbt worden sind. Die Messungen werden bis zur Temperatur des fl. Heliums hin ausgedehnt. Die Temperaturabhängigkeit der Suszeptibilität befolgt das CURIESche Gesetz. Aus diesem kann die Anzahl der magnetischen Zentren bestimmt werden. Aus der so ermittelten Konzentration der Farbzentren und der optisch ausgemessenen Farbzentren-Absorptionsbande kann die Oszillatorenstärke der Farbzentren bestimmt werden. Es ergeben sich für KCl  $f = 0,66$ , im Gegensatz zu dem früher von KLEINSCHROD gemessenen Wert  $f = 0,81$ ; für KBr  $f = 0,71$  und für KJ  $f = 0,46$ .

Martienssen.

**10513 G. Feher.** *Electronic structure of F centers in KCl by the electron spin double-resonance technique.* Phys. Rev. (2) **105**, 1122—1123, 1957, Nr. 3. (1. Febr.) (Murray Hill, N. J., Bell Teleph. Lab.) Es wird eine Methode angegeben, die die direkte experimentelle Bestimmung der Hyperfeinstruktur- und Quadrupol-Wechselwirkung eines Farbzentren-Elektrons in Alkalihalogenidkristallen mit seinen benachbarten Gitterbausteinen ermöglicht.

Martienssen.

**10514 Herbert N. Hersh.** *Color centers in X-rayed potassium iodide.* Phys. Rev. (2) **105**, 1158—1167, 1957, Nr. 4. (15. Febr.) (Chicago, Ill., Zenith Radio Corp.)



Einkristalle aus Kaliumjodid werden bei der Temperatur des flüssigen Heliums, des flüssigen Stickstoffs und bei Zimmertemperatur mit Röntgenlicht bestrahlt und ihre Absorptionsspektren ausgemessen. Bei der Bestrahlung bei Helium-Temperatur entsteht nur eine verschwindende Farbzentrenkonzentration, dagegen erhält man eine ganze Reihe neuer, bisher nicht bekannter Absorptionsbanden. Am Ausläufer der Eigenabsorption bilden sich bei  $90^{\circ}\text{K}$  die  $\alpha$ - und  $\beta$ -Bande, bei Bestrahlung bei  $4^{\circ}\text{K}$  erhält man dagegen statt ihrer eine breite Absorptionsbande mit einem Maximum zwischen der  $\alpha$ - und  $\beta$ -Bande. In der Deutung wird ein Teil der neu gefundenen Absorptionsbanden mit Verunreinigungen in Zusammenhang gebracht, die sich bereits in unbestrahlten Kristallen als schwache Absorptionsstufen am Ausläufer der Eigenabsorption bemerkbar machen. Es wird gezeigt, daß bei Beginn der Bestrahlung eine Erniedrigung der Absorptionskonstante im Bereich dieser Verunreinigungsbanden stattfindet.

Martienssen.

**10515 Herbert N. Hersh.** *Enhanced X-ray-induced V-bands in polycrystalline alkali halides.* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 213—214, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.) Schön.

**10516 Herbert N. Hersh.** *Spectra of halogen solutions and V bands in alkali halides.* Phys. Rev. (2) **105**, 1410—1411, 1957, Nr. 4. (15. Febr.) (Chicago, Ill., Zenith Radio Corp.) Bei Röntgenbestrahlung von Alkalihalogeniden entstehen in den Absorptionsspektren der Kristalle neben den Elektronen-Überschuß-Banden sogenannte V-Banden, die Defektelektronen in verschiedenen Bindungen zugeschrieben werden. Es wird gezeigt, daß mehrere V-Banden hinsichtlich ihrer spektralen Lage weitgehend übereinstimmen mit den Absorptionsbanden, die bei der Auflösung von Halogen in wäßrigen Alkalihalogenidlösungen entstehen. Die Banden  $V_1$  und II in Kaliumhalogenidkristallen zeigen Übereinstimmung mit den Absorptionsbanden der entsprechenden Halogen-Moleküle. Martienssen.

**10517 Barry S. Gourary and Frank J. Adrian.** *Approximate wave functions for the F center and their application to the electron spin resonance problem.* Phys. Rev. (2) **105**, 1180—1192, 1957, Nr. 4. (15. Febr.) (Silver Spring, Maryland, Johns Hopkins Univ., Appl. Phys. Lab.) Das Modell eines Farbzentrons in Alkalihalogenidkristallen — ein Elektron in einer Anionenlücke — wird nach einer vereinfachten HARTREE-Methode behandelt. Die Ionen werden als Punktladungen angenähert. Die Polarisationsenergie und die Gitterdeformation in der direkten Nachbarschaft des Farbzentrons werden berücksichtigt. Die so berechnete Lage der F-Absorptionsbanden steht in guter Übereinstimmung mit dem Experiment. Weiter wird die Hyperfeinstruktur des Farbzentrons berechnet und mit der von LORD und JEN am LiF gemessenen Farbzentren Spin-Resonanz-Hyperfeinstruktur verglichen. Auch hier ergibt sich gute Übereinstimmung.

Martienssen.

**10518 R. H. Silsbee.** *F-band oscillator strength in NaCl and KCl.* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 213, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.)

**10519 Lan-Ying Lin and M. E. Caspari.** *Rate of formation of F-centers in partially X-ray irradiated alkali halide crystals.* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 213, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.) Schön.

**10520 E. Kroener.** *Dislocations and the Biot-Savart law.* Proc. phys. Soc. Lond. (A) **68**, 53—55, 1955, Nr. 1 (Nr. 421 A). (1. Jan.) (Stuttgart, T. H., Inst. theor. u. angew.) Es wird gezeigt, daß man die Gleichungen für das Spannungsfeld einer Versetzungslinie, die PEACH und KOEHLER 1950 durch Transformation eines Flächenintegrals in ein Linienintegral abgeleitet haben, auch in direkter Weise analog der Ableitung des BIOT-SAVARTschen Gesetz herleiten kann.

German.

**10521 Simpei Tutihasi.** *Optical absorption by silver halides.* Phys. Rev. (2) **105**, 882—884, 1957, Nr. 3. (1. Febr.) (Rochester, N. Y., Univ., Inst. Opt.) Es werden die Absorptionsspektren von aufgedampften Schichten aus AgCl, AgBr und AgJ an der langwelligsten Kante ihrer optischen Eigenabsorption bei Zimmertemperatur und bei 90° K gemessen. Entgegen früherer Auffassung zeigt sich, daß die Exzitonbanden der Silbersalze zu tiefen Temperaturen hin schmaler werden und sich zu kurzen Wellenlängen hin verschieben. Durch Ergänzung mit Messungen anderer Autoren kann der Verlauf der Absorptionskonstante von AgCl und AgBr über einen Bereich von nahezu sechs Zehnerpotenzen bei 300° K und 90° K angegeben werden. Martienssen.

**10522 T. A. Chubb.** *Transmission of barium fluoride crystal in the ultraviolet.* J. opt. Soc. Amer. **46**, 362—363, 1956, Nr. 5. (Mai.) (Washington, D. C., Naval Res. Lab.) Synthetische BaF<sub>2</sub>-Einkristalle, die eine Absorptionskante bei 1345 Å und eine von 78 % bei 2000 Å bis 85 % bei 4000 Å zunehmende Durchlässigkeit zeigen, stellen wegen ihrer nur sehr geringen Löslichkeit in Wasser und ihrer nicht-hygroskopischen Eigenschaften ein neues optisches Material für das UV dar. Rudolph.

**10523 R. M. Hexter and D. A. Dows.** *High-resolution temperature-dependent spectra of calcite.* Spectrochim. Acta **8**, 292, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Ithaca, N. Y., Cornell Univ., Baker Lab.) Hohe Auflösung wurde erreicht durch Ersetzen des LITTROW-Spiegels in einem PERKIN-ELMER-Modell 13 Spektrometer durch ein „Merton-N.P.L.“-Replicagitter mit 7500 Furchen pro Zoll, wobei das Prisma an seinem Platz belassen wurde. So wurde eine Calcitplatte im Gebiet 2,0 bis 3,5 µm gemessen. Es werden weitere Einzelheiten zu der bekannten Aufspaltung der entarteten Schwingungen des CO<sub>3</sub>-Ions beobachtet und diskutiert. In der Schwingungsanalyse werden die Unterschiede der Spektren des ordentlichen und des außerordentlichen Strahls auf der Basis der Theorie der Molekularbewegung in kondensierten Systemen behandelt. Eine andere Erklärung einiger im Gebiet 2,0 bis 3,5 µm beobachteten Aufspaltungen wird gegeben. Die Analyse ist ähnlich der früher zur Aufklärung der Feinstruktur des kristallinen Jodoforms und des Brucits vorgeschlagen. Die Spektren des Calcits wurden von 78° K bis 873° K gemessen. Die beobachteten Änderungen mit der Temperatur bestätigen die Hypothese der „Wechselwirkung durch Lösen von Bindungen“. Pruckner.

**10524 J. P. Mathieu.** *Etude sur la rotation éventuelle des ions dans les cristaux au moyen des spectres Raman.* Acta crist. **7**, 697, 1954, Nr. 10. (Okt.) (S. B.) Schön.

**10525 Robert J. Friauf.** *Diffusion of silver in silver bromide and evidence for interstitialcy migration.* Phys. Rev. (2) **105**, 843—848, 1957, Nr. 3. (1. Febr.) (Lawrence, Kans., Univ.) Auf einen AgBr-Kristall wird eine dünne Schicht AgBr mit radioaktivem <sup>110</sup>Ag aufgedampft. Der Kristall wird dann bei Temperaturen zwischen 140°C und dem Schmelzpunkt getempert; gleichzeitig wird die elektrische Leitfähigkeit mit einer Wechselstrommeßbrücke bei ca. 1000 Hz gemessen. Anschließend wird der Kristall mit einem Mikrotom zerschnitten und aus der Radioaktivität der einzelnen Abschnitte die Diffusionskonstante des Silbers bestimmt. Die so gemessene Diffusionskonstante liegt um einen Faktor 0,46 bis 0,66 unter dem aus der elektrischen Leitfähigkeit erwarteten Wert. Diese Diskrepanz wird mit einem besonderen Platzwechselmechanismus (Interstitialcy migration) erklärt. Martienssen.

**10526 J. O. Thomson.** *Self-diffusion of sodium and conductivity in sodium chloride crystals.* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 214, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.) Schön.

**10527 Takeo Matsubara and Hirosugu Matsuda.** *A lattice model of liquid helium.* Progr. theor. Phys., Kyoto **16**, 416—417, 1956, Nr. 4. (Okt.) (Kyoto Univ., Res. Inst. Fundam. Phys.; Chem. Dep., Quantum Chem. Lab.) Es wird eine kurze Übersicht eines Verfahrens gegeben, auf flüssiges Helium ein Gittermodell anzuwenden, wobei der mathematische Formalismus dem eines Spin-Systems entspricht. Für den  $\lambda$ -Punkt erhält man wie beim Ferromagnetismus eine Umwandlung zweiter Art. Bei sehr tiefen Temperaturen ergibt sich eine  $T^3$ -Abhängigkeit der spez. Wärme. Die Druckabhängigkeit der Übergangstemperatur  $T_\lambda$  kann gedeutet werden. Queisser.

**10528 B. Rosenbaum and K. R. Atkins.** *Coefficient of vaporization of liquid helium.* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 218, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.)

**10529 H. Seki, K. R. Atkins and E. U. Condon.** *Flow of liquid helium through porous Vycor glass.* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 218, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.)

**10530 G. K. Walters and William M. Fairbank.** *A phase separation in  $He^3$ - $He^4$  solutions below  $0,6^\circ K$ .* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 218, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.)

**10531 W. M. Fairbank, M. E. Blevins, M. M. Block, M. J. Buckingham, E. M. Harth and G. G. Slaughter.** *Observations below the lambda point using a liquid helium bubble chamber.* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 218, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.) Schön.

**10532 Ingeborg Schulz und Wilhelm Hinz.** *Über die Konstitution des Glases.* Silikatechnik **6**, 235—241, 1955, Nr. 6. (Juni.) (Berlin.) Nach kurzem Eingehen auf die wesentlichsten Strukturtheorien des Glases wird festgestellt, daß keine der Netzwerk- oder Kristallittheorien völlig befriedigt und daß nach Meinung der Vff. eine von C. HÄGG aufgestellte Theorie die umfassendere Deutung der Glasstruktur darstellt. Während nach der bekannten Theorie von ZACHARIASEN die Gläser aus dreidimensionalen Netzwerken von über Ecken verknüpften Sauerstoffpolyedern bestehen, gibt es nach HÄGG auch Gläser, die sich aus nur ein- oder zweidimensional vernetzten Gebilden aufbauen. Gläser mit solcher niedrigen Vernetzung sollen nach den Anschauungen von J. R. VON WAZER und nach papierchromatographischen Untersuchungen von A. WESTMAN und C. CROWTHER — die an gelösten Gläsern durchgeführt wurden — insbesondere bei Natriumphosphatgläsern vorliegen, deren  $P_2O_5$ -Gehalt kleiner oder gleich dem des Metaphosphates  $NaPO_3$  ist. Zum gleichen Schluß für Phosphatgläser gelangen Vff. auf Grund eigener papierchromatographischer Untersuchungen an binären Phosphatgläsern mit zweiwertigen Kationen wie Zn, Cd, Pb, Mg und Ca, über die ausführlicher berichtet wird. Sie bestätigen damit, daß entgegen der dreidimensionalen Netzwerktheorie von ZACHARIASEN auch Glasbildung bei niedrigerer Vernetzung der Bauelemente möglich ist, wie dies den Anschauungen von HÄGG entspricht, nach denen im übrigen die Neigung einer Schmelze, glasig zu erstarren, von der Größe, der Sperrigkeit, der Symmetrie und der Vielzahl der vorliegenden Strukturelemente abhängt. Wiegel.

**10533 S. Anderson, R. L. Bohon and D. D. Kimpton.** *Infrared spectra and atomic arrangement in fused boron oxide and soda borate glasses.* J. Amer. ceram. Soc. **38**, 370—377, 1955, Nr. 10. (Okt.) (Champaign, Ill., Phys. Lab.) Mitteilung der Infrarotspektren von glasig erstarrter Borsäure und einigen Natriumboratgläsern. Aus dem Spektrum der reinen Borsäure kann erkannt werden, daß im  $B_2O_3$ -Glas keine homogene Vernetzung der Borsäure-Dreiecke vorliegt. Bei der



Bildung der Glasstruktur spielen Wasserstoffbrückenbindungen eine Rolle. Das  $B_2O_3$ -Glas besteht anscheinend aus Bruchstücken der ungefähren Zusammensetzung  $(B_3O_{14})^-$ , die durch H-Bindungen zusammengehalten werden. Eines der neun B-Ionen ist tetraedrisch koordiniert. Ähnliches gilt für die Gläser mit niedrigem Alkaligehalt. Die Gläser mit 15%  $Na_2O$  ergeben kein einfach deutbares Spektrum. Es ist jedoch ein deutlicher Unterschied zwischen den Spektren der 10%  $Na_2O$  enthaltenden Gläsern und denen der rund 15% enthaltenden zu erkennen.  
Deeg.

10534 N. J. Kreidl and J. R. Hensler. *Formation of color centers in glasses exposed to gamma radiation*. J. Amer. ceram. Soc. **38**, 423—432, 1955, Nr. 12. (Dez.) (Rochester, N. Y., Bausch and Lomb Optic. Comp.) Untersuchung des Einflusses von Ceroyd auf die Verfärbung eines UV-durchlässigen Phosphatglases, wenn dieses einer Gammastrahlung ausgesetzt war. Die Bestrahlung verursacht eine starke Absorption im UV. Durch Austausch des Ce durch Fe, Mn, Co, Ni, V, Cu ergab sich, daß diese Ionen die Ausbildung der Absorptionsbande im sichtbaren Spektralgebiet unterdrücken, die im Grundglas nach der Bestrahlung auftrat.  
Deeg.

10535 C. M. Nelson and J. H. Crawford jr. *Optical absorption in irradiated corning silica*. Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 214, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.)  
Schön.

10536 L. Verdini. *Velocità delle onde elastiche e dissipazione interna nel metacrilato di polimetile*. Nuovo Cim. (10) **5**, 648—658, 1957, Nr. 3. (1. März.) (Roma, Ist. Naz. Ultrac. O. M. Corbino.) Vermittels einer dynamischen Methode wurden die Geschwindigkeit elastisch sich ausbreitender Wellen und die innere Reibung an Polymethyl-Metacrylat-Stäben in einem Temperaturbereich von 20—100°C gemessen. Dabei wurden Stäbe mit rechteckigem Querschnitt, die eine natürliche Biegefrequenz zwischen 580 und 750 Hz haben, verwandt. Die Umwandlungstemperatur des Polymers ergibt sich aus den Geschwindigkeits-Temperatur- und den Dämpfungskurven. Die Dämpfungskurven zeigen am Umwandlungspunkt ein anomales horizontales Verhalten, während in den Geschwindigkeitskurven eine plötzliche Änderung im Temperaturkoeffizienten beobachtet wird. Ferner wurden die Proben unter Messung bei verschiedenen Temperaturen gegläht. Dabei wurde eine Reihe von Umwandlungstemperaturen, liegend zwischen 52°C und 63°C gefunden. Weiterhin wird beobachtet, daß unterhalb dem Umwandlungspunkt die innere Reibung exponentiell mit der Temperatur wächst, übereinstimmend mit den bekannten Ergebnissen in reinen Metallen und Legierungen. Dieses Verhalten entspricht der Masonschen Theorie (Bell Syst. Techn. Journ. **34**, 903, 1955), in der das exponentielle Wachsen der inneren Reibung in festen Körpern dem Losreißen von Versetzungen als Folge thermischer Bewegung zugeschrieben wird.  
Röhm.

10537 V. N. Tsvetkov, E. V. Frisman and L. S. Mukhina. *Dynamical birefringence of polymethylmethacrylate solutions with various solvents and the form of the macromolecules*. Soviet Phys. **3**, 492—502, 1956, Nr. 4. (Nov.) (Engl. Übers. aus: J. exp. theor. Phys., Moskau **30**, 649—660, 1956, Apr.) (Leningrad State Univ.) Es wurde die Strömungsdoppelbrechung von zwei Polymethylmethacrylatfraktionen ( $M = 3,5 \cdot 10^5$  und  $M = 4,2 \cdot 10^6$ ) in verschiedenen Lösungsmitteln untersucht. Die erhaltenen Ergebnisse wurden mit den vom Modell eines anisotropischen elliptischen Komplexes bzw. einer elastisch-viskosen Kugel abgeleiteten Theorien verglichen. Die experimentellen Werte geben eine bessere Übereinstimmung mit dem Modell eines anisotropischen Komplexes.  
Golling.

**10538 D. S. Ballantine, A. Glines, D. J. Metz, J. Behr, R. B. Mesrobian and A. J. Restaino.** *G values of gamma-ray initiation of vinyl polymerization and their relation to graft copolymer formation.* J. Polym. Sci. **19**, 219—224, 1956, Nr. 91. (Jan.) Berichtigung ebenda S. 578, Nr. 93. (März.) (Brooklyn, N. Y., Polytech. Inst. Brooklyn; Upton, Long Island, N. Y., Brookhaven Nat. Lab.) Zunächst wird nachgewiesen, daß die Grundgleichung von TOBOLSKY und Mitarbeitern über die Einleitung der Polymerisation auch dann gilt, wenn im Falle von Styrol und Methylmethacrylat zur Einleitung Strahlung benutzt wird. Für diese Monomeren wird der G-Wert (Anzahl der auf je 100 eV durch eine Dosis von 1 rep gebildeten Radikale) berechnet. (1 rep entspricht der Absorption von 93 erg in 1 g eines Materials der Dichte 1 g/ml.) Der G-Wert, der für Methylmethacrylat sehr viel größer ist als für Styrol, legt den Gedanken nahe, Graftpolymere durch Bestrahlung einer Lösung z. B. von Polymethylmethacrylat in Monostyrol herzustellen. Das Ergebnis dieser Prozesse wird in Tabellenform für zehn Kombinationen von drei Monomeren und sieben Polymeren wiedergegeben. In einer Korrektur wird darauf hingewiesen, daß zwei Spalten der Tabelle I vertauscht werden müssen. E.-F. Richter.

**10539 Stephen S. Winter and Charles O. Beckmann.** *The influence of structure upon the viscous behavior of some carboxymethyl polysaccharides.* J. phys. Chem. **60**, 883—890, 1956, Nr. 7. (Juli.) (New York, Columbia Univ., Dep. Chem.) Eine Reihe von Carboxymethyl-Polysacchariden mit Molekulargewichten zwischen  $3 \cdot 10^4$  und  $10^7$  wurde viskosimetrisch bei 30°C im BINGHAM-Viskosimeter untersucht. Es wurde gefunden, daß die Viskositätszahl der Polyelektrolyte von der Konfiguration der Polymerkette, der Ionendichte, der Konzentration und der strukturellen Begrenzung der Deformation abhängig ist. Die Änderung der Viskosität mit der Ladung erwies sich als unabhängig von der Konzentration, so daß sich die Viskositätszahl durch eine Gleichung mit vier unabhängigen Faktoren darstellen läßt:  $\eta_{sp}/c = [\eta] R_m f(\gamma) f(c)$ .  $[\eta]$  ist die Grenzviskositätszahl des ungeladenen Polymer, gemessen in 0,09 m Salzsäure,  $R_m$  ist eine Konstante und stellt die Dehnbarkeit der Polymermolekel dar,  $f(\gamma)$  ist eine quadratische Funktion der Ladung und  $f(c)$  ist gegeben durch die Fuoss-Gleichung. Die beiden letzten Glieder sind für alle untersuchten Proben identisch. Es wurde sowohl Amylose, wie auch Amylopectin untersucht. Bei Proben gleichen Molekulargewichtes ist die Konstante  $R_m$  für die linearen Amylosen größer als für die verzweigten Amylopectine. Aus dem Wert für  $R_m$ , der bei Dextranen gefunden wurde, läßt sich folgern, daß diese vorwiegend linear sind und nur kurze Seitenketten haben. W. Weber.

**10540 R. L. Collins.** *Crystallinity of polyethylene by nuclear resonance.* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 216, 1956, Nr. 14. (26. Apr.) (S. B.) Schön.

**10541 W. Philippoff and F. H. Gaskins.** *Viscosity measurements on molten polyethylene.* J. Polym. Sci. **21**, 205—222, 1956, Nr. 98. (Aug.) (Philadelphia, Penn., Franklin Inst. Labs. Res. Dev.) Es wird ein Konus-Zylinder-Viskosimeter, ähnlich dem von MOONEY und EWART beschrieben, mit dem Schergeschwindigkeiten zwischen  $5 \cdot 10^{-5}$  und  $10^3 \cdot s^{-1}$  bei Schubspannungen zwischen 30 und  $10^6$  dyn/cm<sup>2</sup> mit zwei verschiedenen Meßeinsätzen erreicht werden können. Bei höheren Schergeschwindigkeiten wird mit einer Spaltweite von nur 0,2 mm, bei kleineren mit 0,4 mm gearbeitet. Mit diesem Gerät wurde die Viskosität von zwei Polyäthylen-Schmelzen im Temperaturbereich 108 bis 250°C über acht Zehnerpotenzen in der Schergeschwindigkeit gemessen. In der Auftragung  $\log D$  gegen  $\log \tau$  nach PHILIPPOFF ergibt sich bei kleinen Schergeschwindigkeiten ein Bereich NEWTONschen Fließens, der bei den Polyäthylenen unterhalb  $D = 10^{-2} \cdot s^{-1}$  liegt. Das

viskosimetrische Verhalten der Schmelzen ähnelt dem der Lösung der Polymeren. Die scheinbare Aktivierungsenergie des viskosen Fließens nimmt mit wachsender Scherspannung ab.

W. Weber.

**10542 Ch. van Geel and B. J. J. Schelen.** *Some properties of oxide layers produced on aluminium by electrolytic oxidation.* Philips Res. Rep. **12**, 240—248, 1957, Nr. 3. (Juni.) Eine Aluminiumplatte wurde in einer Lösung aus Borax und Borsäure bis zu 340 V oxydiert. Nach Ablösen des Al wurde die Dichte des Oxydfilms nach der Suspensionsmethode und pyknometrisch zu 3,1 g/cm<sup>3</sup> bestimmt. Die Dicke des Films wurde aus der Gewichtszunahme bei der Oxydation, aus dem Anstieg des Widerstands und aus den Interferenzen ermittelt. Nach Reinigung des Al mit Bichromat betrug sie 13,7 A/V, ohne vorherige Entfernung der in der Luft gebildeten Oxydschicht 12,7 A/V. Der letzte Wert dürfte der zuverlässigere sein. Aus Messungen der Kapazität ergab sich die Dielektrizitätskonstante zu 8,7. Röntgenuntersuchungen zeigten bei Zimmertemperatur amorphes Oxyd. Wird jedoch durch Kochen des Al in Wasser eine Boehmitschicht erzeugt, so bildet sich auch  $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ , ebenso bei Oxydationen bei 100 °C.

M. Wiedemann.

**10543 J. C. P. Mignolet.** *L'adsorption des atomes et des molécules d'hydrogène sur le platine.* J. Chim. phys. **54**, 19—26, 1957, Nr. 1. (Jan.) (Liège, U., Lab. Chim. Gén.) Eine reine Pt-Oberfläche wird durch Aufdampfen auf Pyrexglas bei —192 °C im 10<sup>-6</sup> Torr Vakuum geschaffen, durch Erwärmen auf 72 °C stabilisiert und dann beim langsamen Zulassen von H<sub>2</sub> die Veränderung der Austrittsarbeit  $\phi$  mit einem Schwingkondensator sowie mit der Glühemission aus einer W-Kathode bestimmt. Die bei kleinen H<sub>2</sub>-Drucken gebildeten bzw. nach Erwärmen auf 20 °C unter Vakuum zurückbleibenden Adsorptionsschichten sind atomar und setzen die  $\phi$  um 0,112 V herab. Erst bei höherer Konzentration und —192 °C bilden sich  $\phi$  erhöhende molekulare Schichten mit einer Adsorptionswärme von etwa 15 kcal/Mol., die beim Abpumpen des H<sub>2</sub> bei 20 °C wieder verschwinden. — Die Ergebnisse werden ausführlich diskutiert und der Widerspruch mit denen anderer Autoren darauf zurückgeführt, daß bei jenen die Pt-Oberfläche durch Glühen allein nicht ausreichend gesäubert war und somit keine einwandfreien PtH-Schichten vorlagen.

Methfessel.

**10544 F. Bloyaert, L. d'Or et J. Mignolet.** *Etude de l'adsorption de quelques gaz sur le cuivre.* J. Chim. phys. **54**, 53—57, 1957, Nr. 1. (Jan.) (Liège, U.) Um die Adsorption verschiedener Gase (Xe, N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>, Co und einige Kohlenwasserstoffe) an Kupfer zu untersuchen, wird durch Verdampfen im Hochvakuum eine reine Cu-Schicht hergestellt, die anschließend einer Atmosphäre der angeführten Gase ausgesetzt wird. Dabei wird die Änderung des elektrischen Oberflächenpotentials der Schicht mit den Methoden des Schwingkondensators und der Glühemission in Abhängigkeit vom Gasdruck und der Zeit gemessen. Aus den Ergebnissen der bei 20 °C und —196 °C durchgeführten Messungen wird versucht, eine Vorstellung über die Art der Bindungskräfte bei der Adsorption der einzelnen Gase zu gewinnen.

Nossek.

**10545 M. Joly.** *Non-Newtonian surface viscosity.* J. Colloid Sci. **11**, 519—531, 1956, Nr. 4/5. (Aug./Okt.) (Paris, Inst. Pasteur, Serv. Chim.-Phys.) Es wird eine zusammenfassende Darstellung von Ergebnissen der Oberflächen-Rheologie gegeben, die vorzugsweise auf Arbeiten des Vf. beruht. Da es sich um ein wesentlich zweidimensionales Fließen handelt, lassen sich auch komplizierte rheologische Erscheinungen quantitativ beschreiben. Die theoretische Behandlung geht von mehreren Vorgängen aus, die alle gleichzeitig auftreten. Die Oberflächenschicht des Wassers ist durch polare Bindung mit dem gespreiteten Film starr verbunden



und macht die Bewegung des Filmes unter Scherbeanspruchung mit. Der Zusammenhang zwischen der Scherspannung und der Deformation der quasi-Gitterstruktur der Filme durch das Fließen bestimmt über die Relaxationsgeschwindigkeit die Art des Verhaltens (NEWTONsch oder nicht-NEWTONsch). Durch das Fließen wird ein mikroskopischer oder makroskopischer Phasenwechsel verursacht, der Fließverfestigung, verschiedene Zeiteffekte und eine Abnahme der scheinbaren Fläche der Moleküle bewirken kann. W. Weber.

**10546 P. Bousquet.** *Etude des propriétés optiques des couches minces transparentes en liaison avec leur structure.* Opt. acta 3, 153—160, 1956, Nr. 4. (Dez.) (Marseille, Fac. Sci., Lab. Phys. Gén.) An durchsichtigen, auf Quarz im  $10^{-5}$  Torr Vakuum aufgedampften Schichten ( $\text{CaF}_2$ ,  $\text{MgF}_2$ , Kryolith) wird die Lage der Reflexionsextrema im Spektrum und ihre Höhe bei senkrechtem Lichteinfall sowie besonders in Nachbarschaft der Totalreflexion untersucht. Die gefundenen wellenlängenabhängigen Abweichungen von den für homogene, isotope, scharf begrenzte ebene Schichten theoretisch zu erwartenden Werten werden auf eine Veränderlichkeit des Brechungsindex durch die Schicht hindurch sowie auf die Existenz sehr dünner Übergangsschichten zurückgeführt. Der Einfluß der Polarisationsrichtung des einfallenden Lichtes deutet auf eine leichte Anisotropie von etwa  $3-4/100$  hin. Die bei einem Glasprisma, auf dessen Hypotenusenfläche die Substanz in wellenlängen-dicker Schicht aufgedampft wurde, an der Grenze der Totalreflexion auftretenden Diffusions-Interferenzstreifen werden durch die Lichtstreuung in der somit als körnig anzusehenden Schichtsubstanz erzeugt. Methfessel.

**10547 P. Bousquet.** *Etude de la structure des couches minces transparentes à l'aide des propriétés optiques.* Ann. Phys., Paris (13) 2, 163—213, 1957, Nr. 3/4. (März/Apr.) Die klassischen Formeln für Reflexionsvermögen und Interferenzen durch durchsichtigen Schichten auf durchsichtiger Unterlage werden durch Einführung eines durch die Schicht hin veränderlichen Brechungsindex  $n$ , durch Berücksichtigung dünner Übergangsschichten an beiden Grenzflächen, der Anisotropie des Schichtmaterials sowie leichter Lichtabsorption und -streuung in ihm erweitert. — Eine genaue Messung des Reflexionsvermögens an  $\text{MgF}_2$ , Kryolith- und besonders  $\text{CaF}_2$ -Schichten auf Quarz (im  $10^{-5}$  Torr Vakuum aufgedampft) in Abhängigkeit von der Wellenlänge bei senkrechtem und schiefe Lichteinfall liefert bei 7500 Å dicken  $\text{CaF}_2$ -Schichten die Existenz einer 730 Å dicken Übergangsschicht an der Luftseite, in der  $1,09 < n < 1,15$  gegenüber  $n = 1,24$  in der übrigen Schicht. Gleiche Messungen mit polarisiertem Licht in Nähe des BREWSTERschen Winkels ergeben die Anisotropie des Schichtmaterials. An der Grenze der Totalreflexion auftretende Interferenzstreifen werden durch Lichtstreuung im Schichtmaterial hervorgerufen, welches daher als körnig-porös angesehen wird, worauf auch der gegenüber dem massiven Material verringerte  $n$  hinweist, und vielleicht auch die Übergangsschichten durch lockere Packung an der Oberfläche zurückgehen. (Vgl. vorst. Ref.) Methfessel.

**10548 M. Perrot.** *Quelques propriétés des lames métalliques minces. I. Considérations préliminaires.* J. Phys. Radium 18, 280—281, 1957, Nr. 4. (Apr.) (Alger, Fac. Sci., Lab. Phys. P. C. B.) Die Eigenschaften dünner Schichten lassen sich nur dann reproduzierbar auf eindeutige physikalische Größen zurückführen, wenn die Messung im besten möglichen Vakuum erfolgt. In nachfolgenden Arbeiten soll dies geschehen. Methfessel.

**10549 J. Tortosa.** *Quelques propriétés des lames métalliques minces. II. Etude de lames métalliques minces de gallium.* J. Phys. Radium 18, 281—282, 1957, Nr. 4. (Apr.) (Alger, Fac. Sci., Lab. Phys. P. C. B.) Während des Aufdampfens von sehr reinem Gallium auf keilförmige Glasflächen im  $10^{-6}$  Torr Vakuum wird für die

Hg-Linien 436, 546 und 578 m $\mu$  die Änderung des Reflexionsvermögens von der Glasseite her mit zunehmender Schichtdicke bis zu 50 m $\mu$  relativ verfolgt. Während sich das Reflexionsvermögen der fertigen Schichten im Vakuum über längere Zeit nur sehr wenig ändert, ergeben sich beim Zutritt der Luft durch irreversible chemische Prozesse Abweichungen bis zu 20 %.

Methfessel.

**10550 F. H. Herbststein.** *A note on the structure of evaporated silver deposits prepared at high temperatures.* Proc. phys. Soc. Lond. (B) **70**, 251—253, 1957, Nr. 2 (Nr. 446 B). (1. Febr.) (Univ. London, Imp. Coll., Appl. Phys. Chem. Lab.) Wird Ag im 10<sup>-4</sup> Torr-Vakuum mit 30—50 Å/min in 300—500 Å Dicke auf eine Quarzplatte gedampft, deren Temperatur unter 500 °C liegt, so zeigt die Elektronenbeugung in Reflexion keine Orientierung des Ag-Niederschlages. 600—700 °C während des Aufdampfens liefert jedoch eine vom Aufdampfwinkel unabhängige Vorzugsorientierung mit der (111)-Ebene parallel zur Unterlage. Nachträgliche Erhitzung bei Zimmertemperatur aufgedampfter Schichten auf gleiche Temperatur ergibt eine (100)-Orientierung.

Methfessel.

**10551 R. H. Alderson and F. Ashworth.** *Vacuum-deposited films of nickel-chromium alloy.* Brit. J. appl. Phys. **8**, 205—210, 1957, Nr. 5. (Mai.) (Manchester, Metropol.-Vickers Elect. Co. Ltd.) Auf Borsilicat-Glas von 350 °C im 10<sup>-4</sup> Torr Vakuum aufgedampfte Cr-Ni-Schichten, deren Legierung durch die Verdampfungstemperatur definiert wird, haben bei Dicken über 50 Å nach einem anfänglichen kurzzeitigen Alterungsabfall einen zwischen Zimmertemperatur und 350 °C auf 0,5 % stabilen Flächenwiderstand von 300  $\Omega$  und haften außerordentlich fest an der Unterlage. Leistungsaufnahmevermögen 1 W/inch<sup>2</sup>. Das Widerstandsrauschen liegt etwas höher als beim entsprechenden Drahtwiderstand. Messung der Lichtdurchlässigkeit als Funktion der Wellenlänge und Dicke. Untersuchung auf Brauchbarkeit der Schichten als Abschwächer im Mikrowellenbereich. Im Elektronenmikroskop zeigen die Schichten Mikrokristalle, deren Ausdehnung mit zunehmender Schichtdicke (50—125 Å) von 40 auf 140 Å wächst.

Methfessel.

## VI. Elektrizität und Magnetismus

**10552 W. Hunsinger.** *Der Stand der elektrischen Meßtechnik, insbesondere ihrer Anwendung beim Messen nichtelektrischer Größen.* Elektrotech. u. Maschinenb. **74**, 49—57, 1957, Nr. 3. (1. Febr.) (S. B.) (Frankfurt/M.) V. Weidemann.

**10553 Ed. Nicolau.** *Les causes du manque de précision des certaines mesures effectuées sur les paramètres des circuits de haute fréquence.* Met. apl., Bukarest **3**, 1956, Nr. 3, (März.) S. 25—29. (Orig. rumän. m. franz. Zfg.) Vf. diskutiert in allgemeiner Weise die Genauigkeit elektronischer Meßmethoden und untersucht die Gründe, die in vielen Fällen zu einer nur mäßigen Meßgenauigkeit führen. Es wird gezeigt, daß es möglich ist, mit elektronischen Meßgeräten — insbesondere zur Frequenzmessung — außergewöhnlich hohe Genauigkeiten zu erzielen.

Bayer.

**10554 Yoichi Suzuki.** *Note on the measurement of the capacitance of the three-terminal-type capacitor by the Maxwell's commutator bridge method.* Bull. electrotech. Lab., Tokyo (jap.) **20**, 721—730, 1956, Nr. 10. (Okt.) (Orig. engl.) Für die Brücke nach MAXWELL-THOMSON wird zunächst unter Berücksichtigung der in jedem Brücken-zweig vorhandenen Restkapazitäten und -induktivitäten die allgemeine Formel zur Berechnung der gesuchten Kapazität aufgestellt. Mit einigen naheliegenden

vereinfachenden Annahmen geht die exakte Formel wieder in die allgemein bekannte über. Aufbauend auf der Aussage der streng gültigen Formel zeigt Vf., wie sich auch mit der genannten Brücke die Teilkapazitäten eines dreipoligen Kondensators bestimmen lassen. Er macht dabei von zwei verschiedenen Erdungsmöglichkeiten der Brücke Gebrauch und erhält so zwei lineare Gleichungen in  $k_{12}$  und  $k_{10}$ , deren Auflösung für die beiden Teilkapazitäten verhältnismäßig einfache Darstellungen ergibt. Wießner.

**10555 Kiyotake Matsuura.** *A developmental atomic clock. I. Frequency multiplication.* Bull. electrotech. Lab., Tokyo (jap.) **20**, 516—532, 554, 1956, Nr. 7. (Juli.) (Orig. jap. m. engl. Zfg.) Als erste Arbeit über die Entwicklung einer Atom-Uhr wird eine Frequenz-Vervielfachungsanlage beschrieben. Die Kette liefert einen frequenzmodulierten Ausgang im Mikrowellenbereich. Sowohl die Lage des Zentrums wie auch der Betrag der Modulation kann variiert werden. Die Zentralfrequenz liegt bei 23870,129 MHz und kann mit einer Genauigkeit von besser als  $10^{-9}$  in bezug auf die 4 MHz Standardfrequenz festgelegt werden. Zu diesem Zweck wird sowohl automatische Frequenzkontrolle wie direkte Frequenzmultiplikation benutzt. Eine automatische Frequenzkontrolle wird in den beiden Klystronkreisen IP 703 (4000 MHz) und 2 K 25 (8000 MHz) angewandt. Im letzten Falle ist noch ein Kompensationskreis vorgesehen, um den Effekt von Einschwingstörungen infolge der rechteckigen Frequenzmodulation herabzusetzen. Bayer.

**10556 H. P. Rooksby and B. T. M. Willis.** *Changes in magnetic materials.* Acta cryst. **7**, 696, 1954, Nr. 10. (Okt.) (S. B.) Schön.

**10557 Lubomir Hrivnak.** *A note on L. Valenta's paper: The spontaneous magnetization of a linear model of a ferromagnetic toroid in a magnetic field.* Czech. J. Phys. (tschech.) **6**, 195—196, 1956, Nr. 2. (Apr.) (Orig. engl.) (Prag, Charles Univ., Inst. Theor. Phys.) Ergänzend zur Arbeit von L. VALENTA (Ber. **36**, 125, 1957) benutzt Vf. anstatt der Näherung von ANDERSON die Methode von HOLSTEIN-PRIMAKOFF zur Errechnung der Sättigungsmagnetisierung. Es wird gezeigt, daß die beiden Näherungen nicht ganz äquivalent sind. Die unterschiedlichen Ergebnisse beeinflussen jedoch nicht die Art der Abhängigkeit der Magnetisierung von der Temperatur und vom Magnetfeld. Vieth.

**10558 C. Domb and M. F. Sykes.** *On the susceptibility of a ferromagnetic above the Curie point.* Proc. roy. Soc. (A) **240**, 214—228, 1957, Nr. 1221. (21. Mai.) (London, King's Coll., Wheatstone Lab.; Univ. Oxford, Clarendon Lab.) Mit Hilfe von Reihenansätzen wird versucht, den Verlauf der  $1/\chi$ -Kurve ferromagnetischer Stoffe für Temperaturen knapp oberhalb des CURIE-Punktes unter Zugrundelegung verschiedener Modelle anzunähern. Ein ISING-Modell mit dem Spin  $1/2$  läßt die Berechnung einer größeren Zahl von Gliedern der Reihe  $F(v)$  in der Funktion  $\chi_v = m I_\infty / kT \cdot F(v)$  und die Aufstellung eines geschlossenen Aus-

drucks für  $F(v)$  zu:  $F(v) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n \cdot (I/kT)^n$ . Die ersten zehn Koeffizienten  $a_n$

sind für die verschiedenen Gittertypen in einer Tabelle angegeben. Für größere Werte des Spins sind weniger Glieder angebbar. Für das HEISENBERG-Modell mit Spin  $1/2$  ist das Verfahren nicht so gut geeignet. — Die Krümmung der  $1/\chi$ -Kurve hängt, wie sich zeigt, weniger von der angenommenen Art der Wechselwirkung als von der Struktur des Gitters ab. Ein Vergleich mit der experimentellen Kurve für Nickel von WEISS und FORRER ergibt, daß die Übereinstimmung der für das flächenzentriert-kubische Gitter errechneten Werte recht gut ist. Daraus wird geschlossen, daß es möglich ist, mit der Annahme von zwischenatomaren Kräften geringer Reichweite den experimentellen Ergebnissen gerecht zu werden.

Gunßer.



10559 E. F. Bertaut. *Structures cristallines et transitions magnétiques dans le système Fe-S*. Acta cryst. 7, 696, 1954, Nr. 10. (Okt.) (S. B.) Schön.

10560 J. A. Pople. *The theory of chemical shifts in nuclear magnetic resonance. I. Induced current densities*. Proc. roy. Soc. (A) 239, 544—549, 1957, Nr. 1219. (9. Apr.) (Cambridge, Univ., Dep. Theor. Chem.) Die chemischen Verschiebungen der magnetischen Kernresonanzfrequenzen haben ihren Ursprung in dem inneren Magnetfeld, welches die durch das äußere Magnetfeld induzierte Stromdichte in der Elektronenhülle am Kernort erzeugt. Vf. beschreibt eine Näherungsmethode zur Berechnung des Vektorfeldes der Stromdichte in Molekülen. Die induzierte Stromdichte läßt sich in zwei Anteile aufspalten, von denen der eine den diamagnetischen Anteil beschreibt, während der andere dem durch das äußere Magnetfeld induzierten Paramagnetismus zuzuordnen ist. Beide Anteile lassen sich als Summe über die Beiträge der einzelnen Atome des Moleküls schreiben; hinzu kommt noch eine Summe, in der die induzierten Kreisströme berücksichtigt werden, die mehreren Atomen gemeinsam angehören. Als Beispiel der Näherungsmethode werden die vom äußeren Magnetfeld induzierten magnetischen Momente im Acetylen berechnet. Andresen.

10561 J. A. Pople. *The theory of chemical shifts in nuclear magnetic resonance. II. Interpretation of proton shifts*. Proc. roy. Soc. (A) 239, 550—556, 1957, Nr. 1219. (9. Apr.) (Cambridge, Univ., Dep. Theor. Chem.) Die von einem äußeren Magnetfeld in Molekülen induzierte Stromdichte läßt sich in drei Anteile aufspalten (vorst. Ref.): die ersten beiden Anteile berücksichtigen die in einzelnen Atomen lokalisierten diamagnetischen bzw. paramagnetischen Ströme, während ein dritter, bei den aromatischen Verbindungen wichtiger Anteil, die mehreren Atomen gemeinsam angehörenden Kreisströme berücksichtigt. Vf. diskutiert die chemischen Verschiebungen der Protonenresonanzfrequenz an Hand dieser drei verschiedenen Ursachen des inneren Magnetfeldes am Ort des Protons. Wie Vf. am Beispiel der anomalen Verschiebung der Protonenfrequenz im Acetylen zeigt, können auch die in Nachbaratomen induzierten paramagnetischen Ströme einen erheblichen Beitrag zur chemischen Verschiebung liefern. Für die Moleküle  $\text{CH}_4$ ,  $\text{NH}_3$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{HF}$  ergibt die Rechnung, daß die induzierten paramagnetischen Ströme umso größer sind, je stärker der ionische Charakter der Bindung ist. Die verhältnismäßig kleinen Differenzen in der Protonenresonanzfrequenz der oben angegebenen Moleküle werden dadurch erklärt, daß der Effekt der induzierten paramagnetischen Ströme auf die Resonanzfrequenz gerade die mit umgekehrtem Vorzeichen versehene Wirkung des wachsenden ionischen Charakters der Protonenbindung kompensiert. Andresen.

10562 A. C. Chapman, P. Rhodes and E. F. W. Seymour. *The effect of eddy currents on nuclear magnetic resonance in metals*. Proc. phys. Soc. Lond. (B) 70, 345 bis 360, 1957, Nr. 4 (Nr. 448 B). (1. Apr.) (Univ. Leeds, Phys. Dep.) Beim Nachweis magnetischer Kernresonanzen in leitenden Materialien werden die Resonanzkurven durch die vom Hochfrequenz-Magnetfeld induzierten Wirbelströme in Amplitude, Form und Zentrums Lage verändert. Die Verschiebung der Resonanzmitte durch die Wirbelströme wirkt der KNIGHT-Verschiebung entgegen und kann wie z. B. beim Aluminium bei Zimmertemperatur bis zu 40 % der KNIGHT-Verschiebung betragen. Vff. berechnen die Veränderung der Kernresonanzkurven durch die Wirbelströme für die Fälle, in denen die Probe durch eine flache Platte, einen langen Zylinder bzw. durch eine Kugel gegeben wird. In jedem Falle läßt sich die Energieabsorption  $W$  durch  $W = W_0 + W_1$  darstellen, wobei  $W_0$  die gewöhnlichen Wirbelstromverluste ohne Resonanzeffekte beschreibt und  $W_1 = a\chi' + b\chi''$  ist, wenn unter  $\chi' - i\chi''$  die komplexe Suszeptibilität verstanden wird. Vff. berechnen die Größen  $W_0$ ,  $a$  und  $b$  als Funktion von  $p = 2t/\delta$ , wobei  $\delta$  die

Eindringtiefe des Hochfrequenzfeldes und 2t die Dicke der Platte bzw. den Durchmesser von Zylinder und Kugel bedeutet. Die experimentell beobachteten Kernresonanzen an Aluminiumfolien zeigten im Temperaturbereich von 20°K bis 300°K eine befriedigende Übereinstimmung mit der Theorie. Eine Erweiterung der Theorie der Wirbelstromeffekte auf Nachweismethoden der magnetischen Kernresonanz, in denen nicht die reine Energieabsorption zum Nachweis verwendet wird, wird kurz beschrieben.

Andresen.

**10563 L. M. Matarrese and Chihiro Kikuchi.** *Paramagnetic resonance absorption of  $Mn^{++}$  in single crystals of zincblende.* J. Phys. Chem. Solids **1**, 117—127, 1956, Nr. 1/2. (Sept./Okt.) (Washington, U. S. Naval Res. Lab.) Vff. untersuchen das paramagnetische Resonanzspektrum von  $Mn^{++}$ -Ionen als Verunreinigung in einem natürlichen Kristall kubischen Zinksulfids und finden eine Aufspaltung in sechs Resonanzlinien bei einem Feld von etwa 8500 Gauß und einer Frequenz von etwa 24 000 MHz. Die Lageabhängigkeit in den drei Kristallebenen wird untersucht und ergibt eine kubische Symmetrie des elektrischen Feldes des Mn-Ions. Eine Dublettstruktur wird für das Spektrum von  $Mn^{++}$  in hexagonalem Zinksulfid vorausgesagt.

Capptuller.

**10564 P. M. Llewellyn.** *A solid state paramagnetic resonance spectrometer.* J. sci. Instrum. **34**, 236—239, 1957, Nr. 6. (Juni.) (Univ. Oxford, Clarendon Lab.) Die Konstruktion eines Spektrometers für den 9000—10 000 MHz-Spektralbereich wird beschrieben. Die hohe Empfindlichkeit —  $10^{13}$  Atome Kobalt 56 können bei 20°K mit einem Signal-Rausch-Verhältnis 3:1 nachgewiesen werden — wurde durch hochfrequente Modulation (115 kHz) des Magnetfeldes erreicht.

Nöldeke.

**10565 Arend van Roggen, Lien van Roggen and Walter Gordy.** *Paramagnetic resonance of free radicals at millimeter wave frequencies.* Phys. Rev. (2) **105**, 50—55, 1957, Nr. 1. (1. Jan.) (Durham, N. C., Duke Univ., Dep. Phys.) Die paramagnetischen Resonanzen dreier freier Radikale: „Diphenylpicryl-hydrazyl (DPPH); p-anisyl nitrogen oxide und 2-(phenyl nitrogen oxide)-2-methyl pentane-4-one-oxime-n-phenyl ether“ wurden im Frequenzbereich von 36 kHz bis 75 kHz gemessen. Die Resonanzen in Einkristallen können bei den ersten beiden Radikalen unter der Annahme achsialsymmetrischer innerer Felder durch  $g_{||} = 2,0035$ ,  $g_{\perp} = 2,0043$  bzw.  $g_{||} = 2,0095$ ,  $g_{\perp} = 2,0035$  beschrieben werden. Das dritte Radikal zeigte eine geringere Symmetrie mit  $g_x = 2,0042$ ,  $g_y = 2,0064$  und  $g_z = 2,0083$  längs der Hauptachsen der Suszeptibilität. Vff. halten es für wahrscheinlich, daß die Anisotropie des g-Faktors einer Spin-Bahn-Kopplung zuzuschreiben ist; der Diamagnetismus der benachbarten Ringe allein liefert einen zu kleinen Effekt, um die gemessene Anisotropie erklären zu können. In Benzollösung konnte die Hyperfeinstruktur der Radikale beobachtet werden, die beim (DPPH) aus fünf Komponenten, bei den anderen beiden Radikalen aus drei Komponenten bestand. Die Triplettstruktur der letzten beiden Radikale deutet darauf hin, daß das ungepaarte Elektron zur Hauptsache an der —N = O Gruppe lokalisiert zu denken ist.

Andresen.

**10566 C. F. Davis jr. and M. W. P. Strandberg.** *Paramagnetic resonance spectrum of ammonium chromium alum.* Phys. Rev. (2) **105**, 447—455, 1957, Nr. 2. (15. Jan.) (Cambridge, Mass., Inst. Technol., Dep. Phys., Res. Lab. Electron.) Die Feinstrukturaufspaltung des Grundzustandes des  $Cr^{3+}$ -Ions im  $NH_4Cr(SO_4) \cdot 12H_2O$  wird berechnet. Das vorherrschend kubische kristallelektrische Feld spaltet den  $^4F$ -Grundzustand des  $Cr^{3+}$ -Ions in einen Bahnsingulett- und zwei Bahntriplett-zustände auf. Durch schwache Feldstörungen von trigonaler Symmetrie wird die vierfache Spinentartung des energetisch am tiefsten liegenden Bahnsingulett-

zustandes über eine Spin-Bahn Wechselwirkung mit energetisch höher liegenden Niveaus bis auf die KRAMER-Entartung aufgehoben. Die Aufspaltung dieser beiden Niveaus:  $S_z = \pm 3/2$  und  $\pm 1/2$  in einem Magnetfeld beliebiger Orientierung wird berechnet. Die Übergangsfrequenzen und relativen Intensitäten der paramagnetischen Resonanzen werden für verschiedene Orientierungen des Magnetfeldes berechnet und mit dem Experiment verglichen. Es wird gezeigt, daß die „verbotenen Übergänge“  $\Delta S_z = 2,3$ , die bei schwachen Magnetfeldern auftreten, die mit der Kristallsymmetrieachse einen Winkel bilden, genügenden  $\Delta S_z = 1$  Charakter haben, um die experimentell bestimmten Intensitäten zu erklären.

Andresen.

10567 H. S. Gutowsky and G. A. Williams. *Sodium nuclear quadrupole interactions in NaClO<sub>3</sub> and NaBrO<sub>3</sub>*. Phys. Rev. (2) **105**, 464—468, 1957, Nr. 2. (15. Jan.) (Urbana, Ill., Univ., Noyes Chem. Lab.) Die elektrische Quadrupolaufspaltung der magnetischen Kernresonanz des Na<sup>23</sup>-Kerns wurde in einem NaClO<sub>3</sub>-Einkristall als Funktion von Druck und Temperatur und in einem NaBrO<sub>3</sub>-Einkristall als Funktion des Druckes gemessen. Die Quadrupolkopplungskonstante  $Q\varphi_{zz}/h$  wurde für Na<sup>23</sup> im NaClO<sub>3</sub>-Einkristall zu  $(779,2 \pm 4)$  kHz, für Na<sup>23</sup> im NaBrO<sub>3</sub>-Einkristall zu  $(842,4 \pm 4)$  kHz bestimmt. Die Druckabhängigkeit  $(1/P) \cdot \Delta\nu/\nu$  der Quadrupolkopplungskonstanten wurde für NaClO<sub>3</sub> zu  $+7,7 \cdot 10^{-6} \text{ kg}^{-1} \text{ cm}^2$ , für NaBrO<sub>3</sub> zu  $6,0 \cdot 10^{-6} \text{ kg}^{-1} \text{ cm}^2$  bestimmt; die Temperaturabhängigkeit  $1/T \Delta\nu/\nu$  betrug  $-4,2 \cdot 10^{-4} \text{ Grad}^{-1}$ . Das Verhältnis der Druckabhängigkeit der Quadrupolkopplungskonstanten in beiden Kristallen hat denselben Wert wie das Verhältnis der Kompressibilitäten, was darauf hindeutet, daß die Druckabhängigkeit der Resonanzfrequenz der durch die Volumenänderung des Kristalls hervorgerufenen Änderung des kristallelektrischen Feldes zuzuschreiben ist. Der elektrische Feldgradient am Ort des Na<sup>23</sup>-Kerns ändert sich im NaClO<sub>3</sub>-Kristall bei Volumenänderungen wie  $V^{-2}$ , woraus hervorgeht, daß das kristallelektrische Feld nicht nur aus dem COULOMB-Feld der benachbarten Ionen gebildet wird.

Andresen.

10568 J. F. Dillon Jr. *Ferrimagnetic resonance in yttrium iron garnet*. Phys. Rev. (2) **105**, 759—760, 1957, Nr. 2. (15. Jan.) (Murray Hill, N. J., Bell Teleph. Lab.) Die Linienbreite und die Anisotropiekonstanten der ferrimagnetischen Resonanz in einem (Y<sub>3</sub>Fe<sub>2</sub>(FeO<sub>4</sub>)<sub>3</sub>)-Einkristall von nahezu stöchiometrischer Zusammensetzung wurde bei 9300 und 24000 MHz vermessen und in Abhängigkeit von der Temperatur bestimmt. Wenn das äußere Magnetfeld parallel zu (100) orientiert ist, weist die Linienbreite zwischen 20°K und 65°K mit 400 Oersted ein ausgesprochenes Maximum auf. Bei hohen Temperaturen wird die Resonanzlinie wieder scharf; bei 540°K beträgt die Linienbreite nur noch 8 Oersted. Im Temperaturbereich von 20°K bis 500°K läßt sich die magnetokristalline Anisotropie durch eine einzige Konstante beschreiben; der Anisotropieterm zweiter Ordnung war kleiner als der Meßfehler. Der g-Faktor bei Zimmertemperatur wurde zu  $g = 2,005 \pm 0,002$  bestimmt.

Andresen.

10569 G. Feher and H. E. D. Scovill. *Electron spin relaxation times in gadolinium ethyl sulfate*. Phys. Rev. (2) **105**, 760—762, 1957, Nr. 2. (15. Jan.) (Murray Hill, N. J., Bell Teleph. Lab.) Die Relaxationszeiten mehrerer paramagnetischer Resonanzübergänge im Gadoliniumäthylsulfat wurden aus den durch die Hochfrequenzeinstrahlung hervorgerufenen Sättigungserscheinungen bestimmt, um zu prüfen, ob sich diese Substanz für den von BLOEMBERGEN vorgeschlagenen neuen Maser-Typ verwenden läßt (Ber. S. 1576). Die Relaxationszeiten wurden in Abhängigkeit vom Winkel  $\Phi$  zwischen äußerem Magnetfeld  $H_0$  und der Symmetrieachse des kristallelektrischen Feldes bestimmt. Der Gadoliniumkristall war mit dem isomorphen Lanthanäthylsulfat im Verhältnis Gd:La = 1:200 magnetisch verdünnt und mit einem Ceräthylsulfatzusatz im Verhältnis Gd:Ce = 1:2,5



versehen worden. Das Cer setzt die Relaxationszeit für diejenigen Übergänge des Gadoliniums herab, deren Resonanzfrequenz mit einer Cerresonanzfrequenz übereinstimmt, so daß besonders der  $-3/2 \rightarrow -1/2$  zusammen mit dem  $-5/2 \rightarrow -3/2$  Übergang des Gadoliniums bei einem Winkel  $\Phi = 83$  Grad und einem Magnetfeld von 2850 Oersted ein für einen bei 9000 MHz bzw. 17500 MHz arbeitenden Maser besonders günstiges Verhältnis der Relaxationszeiten aufweist.

Andresen.

**10570 H. E. D. Scovil, G. Feher and H. Seidel.** *Operation of a solid state maser.* Phys. Rev. (2) **105**, 762—763, 1957, Nr. 2. (15. Jan.) (Murray Hill, N. J., Bell Teleph. Lab.) Vff. berichten über die erfolgreiche Konstruktion des von BLOEMBERGEN vorgeschlagenen neuen Maser-Typs (Ber. S. 1576). Von den acht Energieniveaus des Gadoliniumäthylsulfates wurden die drei Niveaus  $M_S = -5/2, -3/2$  und  $-1/2$  mit den Übergangsfrequenzen  $\nu_{-5/2, -3/2} = 9000$  MHz und  $\nu_{-3/2, -1/2} = 17500$  MHz verwendet. Das für den Betrieb des Masers günstigste Verhältnis der Übergangswahrscheinlichkeiten wurde bei einem Magnetfeld von 2850 Oersted, das einen Winkel von 83 Grad mit der Symmetrieachse des kristallelektrischen Feldes bildete, erreicht (vorst. Ref.). Mit einer Hochfrequenzleistung von etwa 100 mW wurde der Übergang  $-5/2 \rightarrow -1/2$  hinreichend gesättigt, um den Maser mit der Frequenz des  $-5/2 \rightarrow -3/2$  Überganges von 9000 MHz zum Schwingen zu bringen; bei einer Eingangsleistung der 17500 MHz-Schwingung von 240 mW betrug die Ausgangsleistung bei 9000 MHz 18  $\mu$ W.

Andresen.

**10571 W. Low.** *Sign of the crystalline cubic field splitting parameter  $a$  in an  $S$  state.* Phys. Rev. (2) **105**, 792—793, 1957, Nr. 3. (1. Febr.) (Chicago, Ill., Univ., Enrico Fermi Inst. Nucl. Stud.) Ein kristallelektrisches Feld kubischer Symmetrie spaltet die sechsfache Spinrentartung des  $6S_{5/2}$ -Grundzustandes der  $Mn^{2+}$ - und der isoelektrischen  $Fe^{3+}$ -Ionen in ein zweifach und ein vierfach entartetes Niveau auf. Um zu entscheiden, welches von beiden Niveaus das energetisch tiefer liegende ist, wurde aus den paramagnetischen Resonanzspektren der  $Mn^{2+}$ - und  $Fe^{3+}$ -Ionen bei tiefer Temperatur die Aufspaltungsfaktoren  $a$  im kubischen Feld bestimmt. Für beide Ionen ist das Vorzeichen von  $a$  positiv, was gleichbedeutend mit der energetisch tieferen Lage des zweifach entarteten Niveaus ist. Dies Ergebnis steht im Widerspruch zu dem Resultat von BLEANEY und TRENAM (Ber. **33**, 1808, 1954,) die für Ferriionen einen negativen  $a$ -Wert gefunden haben. Für die Aufspaltungsparameter wurden folgende Werte bestimmt:  $a(Mn^{2+}) = +18,6 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ ;  $a(Fe^{3+}) = +205 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ ;  $a(Gd^{3+}) = +175 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ .

Andresen.

**10572 W. Low.** *Paramagnetic resonance spectrum of manganese in cubic  $MgO$  and  $CaF_2$ .* Phys. Rev. (2) **105**, 793—800, 1957, Nr. 3. (1. Febr.) (Chicago, Ill., Univ. Enrico Fermi Inst. Nucl. Stud.) Das paramagnetische Resonanzspektrum des Mangans im kubischen kristallelektrischen Feld des  $MgO$  und  $CaF_2$  wurde bei Wellenlängen von 1 und 3 cm analysiert. Der Aufspaltungsparameter  $a$  im kubischen Feld wurde zu  $3a = (+55,9 \pm 0,9) \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$  bestimmt, was ein Beweis dafür ist, daß von den beiden Niveaus, in die der  $6S_{5/2}$  Grundzustand des  $Mn^{2+}$ -Ions im kubischen Feld aufspaltet, das zweifach entartete Niveau energetisch tiefer liegt als das vierfach entartete Niveau. Die Hyperfeinstrukturkonstante wurde zu  $A = (-81,0 \pm 0,2) \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ , der  $g$ -Wert zu  $2,0014 \pm 0,0005$  bestimmt. Die relativ zu anderen  $Mn^{2+}$ -Verbindungen große Feinstrukturaufspaltung sowie die relativ kleine Hyperfeinstrukturaufspaltung deutet darauf hin, daß die  $MgO:Mn$  Bindung zu etwa 20 % kovalenten Charakter hat. Im  $CaF_2$  betrug die Linienbreite selbst bei geringen Mn-Konzentrationen 40 Oersted, so daß die Aufspaltung durch das kubische kristallelektrische Feld nicht aufgelöst werden konnte. Vf. vermutet, daß die große Linienbreite durch eine Wechselwirkung des

magnetischen Elektrons mit den benachbarten Fluor-Ionen hervorgerufen wird. Als Hyperfeinstrukturkonstante wurde im  $\text{CaF}_2$   $A = (95 \pm 1) \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$  bestimmt. Andresen.

**10573 W. Low.** *Paramagnetic resonance and optical absorption spectra of  $\text{Cr}^{3+}$  in  $\text{MgO}$ .* Phys. Rev. (2) **105**, 801—805, 1957, Nr. 3. (1. Febr.) (Chicago, Ill., Univ., Enrico Fermi Inst. Nucl. Stud.) Das paramagnetische Resonanzspektrum des  $\text{Cr}^{3+}$  in einem  $\text{MgO}$ -Kristall wurde bei einer Wellenlänge von 1,2 cm vermessen. Das Spektrum war isotrop und bestand aus einer starken Resonanzlinie, die dem  $\text{Cr}^{52}$ -Isotop und vier schwachen Linien, die der Hyperfeinstruktur des  $\text{Cr}^{53}$ -Isotopes zuzuordnen sind. Aus der Hyperfeinstrukturkonstante  $A = (1,60 \pm 0,03) \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$  konnte das magnetische Moment des Cr-Kerns zu 0,475-Kernmagnetonen bestimmt werden. Die kleinen Linienbreiten von 1,5 Oersted sowie der Nachweis nur einer Resonanzlinie des  $\text{Cr}^{52}$  zeigen, daß das  $\text{Cr}^{3+}$  einem sehr reinen kubischen kristallelektrischen Feld ausgesetzt ist. Optische Absorptionslinien wurden bei 16000, 22700 und 29700  $\text{cm}^{-1}$  sowie der Beginn einer Absorption bei 46000  $\text{cm}^{-1}$  beobachtet. Die 16000  $\text{cm}^{-1}$  Linie wird vom V<sub>f</sub> einem Quartett-Dublett-Übergang oder dem  $\text{Cr}^{2+}$ -Ion zugeschrieben. Die anderen drei Absorptionslinien können mit  $Dq = 2270 \text{ cm}^{-1}$  erklärt werden, wobei angenommen wurde, daß das  $^4\text{P}$ -Niveau 10000  $\text{cm}^{-1}$  oberhalb des  $^4\text{F}$ -Niveaus liegt. Die relativ kleine Hyperfeinstrukturkonstante deutet an, daß die  $\text{MgO}:\text{Cr}$ -Bindung einen beträchtlichen kovalenten Anteil besitzt, wodurch gleichzeitig das aus dem großen  $Dq$ -Wert folgende starke kristallelektrische Feld erklärt wird. Andresen.

**10574 Paul B. Dorain, Clyde A. Hutchison jr. and Eugene Wong.** *Paramagnetic resonance absorption in uranium (III) chloride and the nuclear spin, magnetic dipole moment and electric quadrupole moment of uranium-233.* Phys. Rev. (2), **105**, 1307—1309, 1957, Nr. 4. (15. Febr.) (Chicago, Ill., Univ., Enrico Fermi Inst. Nucl. Stud., Dep. Chem.; Oxford, Engl., Clarendon Lab.) Die paramagnetischen Resonanzen eines  $\text{U}^{233}\text{Cl}_3$ -Einkristalls, der mit  $\text{LaCl}_3$  magnetisch verdünnt war, wurden bei einer Frequenz von 23200 MHz und 4,2°K untersucht. Wenn das äußere Magnetfeld H parallel zur c-Achse des Kristalls orientiert ist, besteht das magnetische Resonanzspektrum aus sechs nahezu äquidistanten Linien, woraus der Spin des  $\text{U}^{233}$ -Kerns eindeutig zu  $I = 5/2$  bestimmt werden kann. Wenn H nicht parallel zur c-Achse orientiert ist, treten neben den  $2I+1$ -Übergängen mit  $\Delta m = 0$  noch zusätzliche Übergänge mit  $\Delta m = \pm 1$  auf, wobei mit m die magnetische Quantenzahl des  $\text{U}^{233}$ -Kerns bezeichnet wird. Wenn H senkrecht zur c-Achse orientiert ist, ist die Intensität der  $\Delta m = \pm 1$ -Übergänge auf Null abgefallen; an ihre Stelle treten jetzt zusätzlich zu den  $\Delta m = 0$ -Übergängen die  $\Delta m = \pm 2$ -Übergänge. Die Parameter des „Spin Hamiltonian“ werden angegeben und die aus diesen Parametern berechneten Werte des magnetischen Kerndipolmomentes sowie des elektrischen Kernquadrupolmomentes diskutiert. Die Verhältnisse der Momente der  $\text{U}^{233}$ - und  $\text{U}^{235}$ -Kerne, die mit größerer Genauigkeit als die einzelnen Momente bestimmt werden können, werden angegeben. Andresen.

**10575 E. de Boer and S. I. Weissman.** *Hyperfine structure and electron densities in aromatic free radicals.* Spectrochim. Acta **8**, 281, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (St. Louis, Miss., Univ., Dep. Chem.) Die Absorptionsspektren der paramagnetischen Resonanz der Anthracen- und des einwertigen Diphenyl-Anions enthalten 21 bzw. 9 Maxima. Mittels der HÜCKELschen Näherungsmethode wurden die Elektronendichten dieser Radikale berechnet. Unter der Annahme, daß die Ladungsdichte der maßgebende Faktor für die Hyperfeinstruktur ist, ließen sich die experimentellen Daten erklären. In Übereinstimmung mit der Ladungsdichte am Brücken-C-Atom zwischen den beiden Phenylgruppen in einem negativen

Diphenylion, ist das paramagnetische Resonanzabsorptionsspektrum dieser Verbindung um 23 % geringer als das des *Naphthalin*-Anions. Pruckner.

10576 R. L. Ward. *Spectroscopic determination of electron exchange between naphthalene negative ion and naphthalene*. Spectrochim. Acta **8**, 281, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (St. Louis, Miss., Univ., Dep. Chem.) Die Konstanten für den Elektronenaustausch zwischen *Naphthalin*-Natrium und *Naphthalin* sowie *Naphthalin*-Kalium und *Naphthalin* wurden in *Tetrahydrofuran* und in *1,2-Dimethoxyäthan* mittels der paramagnetischen Resonanz bestimmt. Zusatz von geringen Beträgen von *Naphthalin*-Blei führt zu einer Verbreiterung der einzelnen Hyperfeinstrukturkomponenten. Größere Mengen von *Naphthalin* bewirken ein Verschmelzen der Einzelkomponenten in ein breites Absorptions-Maximum. Die Konstanten für den bimolekularen Austausch variieren zwischen  $6,2 \cdot 10^6$  l/Mol s und  $1,2 \cdot 10^8$  l/Mol s. Pruckner.

10577 G. E. Pake. *Nuclear magnetic resonance*. Solid State Phys. **2**, 1—91, 1956. (St. Louis, Missouri, Washington Univ.)

10578 W. D. Knight. *Electron paramagnetism and nuclear magnetic resonance in metals*. Solid State Phys. **2**, 93—136, 1956. (Berkeley, Calif., Univ.)

V. Weidemann.

10579 L. S. Singer and W. J. Spry. *Effect of paramagnetic gases on the paramagnetic resonance absorption in charred sucrose*. Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 214—215, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.)

10580 R. Bersohn.  *$\text{Na}^{23}$  quadrupole coupling constants of sodium nitrate and sodium chlorate*. Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 215, 1956, Nr. 4. (15. Apr.) (S. B.) (Cornell Univ.)

10581 W. S. Koski and R. P. Hamlen. *Chlorine nuclear quadrupole resonance in tungsten hexachloride*. Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 215, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.) (Johns Hopkins Univ.)

10582 P. A. Casabella and P. J. Bray. *Quadrupole resonances and electron distribution*. Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 215, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.) (Brown Univ.)

10583 A. H. Silver and P. J. Bray.  *$B^{11}$  nuclear magnetic resonance in crystalline boron carbide*. Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 216, 1956, Nr. 4. (26. Febr.) (S. B.)

10584 O. Kraus, R. E. Michel and W. H. Tanttila. *Effect of various impurities on the quadrupole spectrum of  $\text{Cl}^{35}$* . Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 215, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.)

10585 Arend van Roggen, Lien van Roggen and Walter Gordy. *Paramagnetic resonance of organic free radicals at millimeter wave frequencies*. Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 215—216, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.)

R. L. Collins. *Crystallinity of polyethylene by nuclear resonance*. Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 216, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.)

10586 H. C. Torrey. *Theory of nuclear spin relaxation of liquids for large surface-to-volume ratios*. Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 216, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.)

10587 R. J. S. Brown. *Measurements of nuclear spin relaxation of fluids in bulk and for large surface-to-volume ratios*. Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 216, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.)

Schön.



10588 J. Korringa. *Interpretation of data on nuclear spin relaxation in liquids for large surface-to-volume ratios.* Bull. Am. Phys. Soc. (2) 1, 216, 1956, Nr. 4. (26. Apr.)

10589 A. Zahlan and E. P. Gross. *Magnetic resonance in spin systems.* Bull. Am. Phys. Soc. (2) 1, 216—217, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.)

10590 Warren E. Henry. *Coordination quenching of the saturation magnetization of potassium ferricyanide.* Bull. Am. Phys. Soc. (2) 1, 217, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.) Schön.

10591 Roger Vautier. *Contribution à l'étude du phénomène de magnétostriction.* Ann. Phys., Paris (12) 9, 322—372, 1954, Mai/Juni. (Bellevue, Lab. Magn.) Vf. behandelt einleitend die theoretischen Grundlagen der Magnetostriction. An Eisen- und Nickel-Einkristallen wird die Isotropie der Magnetostriction experimentell untersucht. Eine genaue und empfindliche Meßanordnung wird mit Hilfe mechanischer und optischer Verstärkung erreicht. Ergänzend mißt Vf. auch die an Co- und Mn-Zn-Ferriten auftretenden Magnetostrictionen. An Fe-Einkristallen bestätigt sich in größeren Feldern die Proportionalität zwischen Längenänderungen und magnetischem Feld. Für eine bestimmte Feldrichtung hängt der Effekt von der Meßrichtung ab. Transversal- und Longitudinal-Effekt sind nicht gleich. Außerdem hängt der Longitudinal-Effekt z. B. von der Feldrichtung ab. Die durch das äußere Feld erzeugene Magnetostriction ist bei gleicher Feld- und Meßrichtung sehr oft der durch die spontane Magnetisierung erzeugten Magnetostriction entgegengerichtet. Es ist deshalb nicht möglich, den Zusammenhang zwischen spontaner Magnetisierung und Volumenänderung durch eine einfache Beziehung zu beschreiben. Bei Fe ergibt sich in größeren Feldern unter Anbringung einer Korrektur für die erzwungene Magnetostriction die spontane Magnetostriction von der Größenordnung  $-90 \cdot 10^{-6}$ . An Co-Ferriten wird insbesondere die thermische Abhängigkeit der Magnetostriction untersucht und zur Aufstellung einer Hypothese über den Mechanismus der Magnetisierung und der Koerzitivkraft benutzt. Vieth.

10592 C. P. Hwang, C. D. Fulton and W. M. Fairbank. *A thermal rectifier for magnetic cooling.* Bull. Am. Phys. Soc. (2) 1, 217, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.)

10593 C. V. Heer and R. A. Erickson. *Evaluation of hyperfine coupling in transition metals by low-temperature specific heats.* Bull. Am. Phys. Soc. (2) 1, 217, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.) Schön.

10594 J. I. Horváth und J. Gyulai. *Über die Erhaltungssätze des elektromagnetischen Feldes in bewegten Dielektriken.* Sonderdruck Acta phys. chem., Szeged (ung.) (NS) 2, 39—48, 1956, Nr. 1/4. (Orig. dtsh.) (Szeged, Ungarn, Univ., Inst. Theor. Phys.) Die durch unmittelbare Verallgemeinerung der für das Vakuum gültigen LAGRANGE-Funktion abzuleitende Funktion  $L' = -1/\sqrt{|g|} L'$ , mit „LAGRANGE-Dichte“  $L' = -1/4 F_{\mu\nu} G^{\mu\nu} \sqrt{|g|}$ ;  $F_{\mu\nu}$ ,  $G_{\mu\nu}$  = Komponenten der beiden MINKOWSKISCHEN Feldtensoren, besitzt den Nachteil, daß sich der Sachverhalt, nach dem das elektromagnetische Feld in Dielektriken kein abgeschlossenes System ist, nicht unmißverständlich ausdrücken läßt. Um diesem Mangel abzuweichen, wird  $L = L_0 + L_w$  aus zwei Teilen derart zusammengesetzt, das der erste  $L_0 = -1/4 F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \sqrt{|g|}$  für das Feld an sich, der zweite  $L_w = 1/2 \Phi_{\mu} \delta_{\nu} (M^{\mu\nu} \sqrt{|g|})$ ; ( $\Phi$  = Viererpotential,  $M$  = Polarisationsensor) für die Wechselwirkung des Feldes mit den Polarisationsströmen in den Dielektriken verantwortlich ist. Durch Variation dieses  $L$  werden die Erhaltungssätze des elektrischen Feldes im Dielektrikum durch infinitesimale Transformationen abgeleitet. Ferner werden einige mit dem Energie-Impuls-Tensor des Feldes zusammenhängende Probleme neu beleuchtet. Joerchel.

**10595 J. W. McClure.** *Field dependence of magnetoconductivity.* Phys. Rev. (2) **101**, 1642—1646, 1956, Nr. 6. (15. März.) (Cleveland, Ohio, Nat. Carbon Res. Lab.) Ausgehend von der statischen Fundamentalgleichung für die im gestörten Zustand stationäre Verteilungsfunktion der Elektronen wird für eine beliebige Energiebandstruktur unter Voraussetzung einer energieunabhängigen freien Weglänge der Elektronen die Feldstärkeabhängigkeit der magnetischen Widerstandsänderung untersucht. Appel.

**10596 G. E. Zil'berman.** *Thermal and galvanometric effects in strong fields at low temperatures.* Soviet Phys. **2**, 650—656, 1956, Nr. 4. (Juli.) (Engl. Übers. aus: J. exp. theor. Phys., Moskau **29**, 762—769, 1955, Dez.) Die kinetische Energie der Leitungselektronen der Metalle wird bei hinreichend tiefen Temperaturen in starken magnetischen Feldern  $H$  in den Ebenen senkrecht zu  $H$  quantisiert, wenn die Bedingung  $\omega\tau \gg 1$  ( $\tau$  = mittlere freie Zeit,  $\omega$  = Zyklotronfrequenz) erfüllt ist. Als unmittelbare Folge dieses Tieftemperatureffektes beobachtet man experimentell in Abhängigkeit von  $H$  Oszillationsanteile bei der magnetischen Suszeptibilität, beim HALL-Effekt, bei der magnetischen Widerstandsänderung und bei der magnetischen Beeinflussung der Thermokraft. Vf. gibt eine allgemeine Theorie dieses Quantisierungseffektes für die Transporterscheinungen eines entarteten Elektronengases im Zweibändermodell. Die Eigenfunktionen und Elektronenenergien werden nach der PEIERLSSchen Näherung für stark gebundene Elektronen ermittelt. Die Stromdichte und die übrigen Transportgrößen ergeben sich in der üblichen Weise, wobei Vf. jedoch den Einfluß der thermischen Gitterschwingungen gegenüber dem der Gitterstörungen als klein vernachlässigt. Bei der Diskussion der theoretischen Ergebnisse wird auf entsprechende Experimente anderer Autoren verwiesen. Lautz.

**10597 A. I. Schindler, R. J. Smith and E. I. Salkovitz.** *Preliminary electrical-resistivity measurements of the nickel-palladium alloy system.* J. Phys. Chem. Solids **1**, 39—41, 1956, Nr. 1/2. (Sept./Okt.) (Washington, Naval Res. Lab.) Widerstandsmessungen an einer Reihe von Nickel-Palladium-Legierungen zeigen daß der Widerstand sein Maximum bei etwa 70 Atom-Prozent Palladium und Temperaturen von 4,2°K, 77°K und 300°K erreicht. Die Abweichung des Maximums von der 50 %igen Zusammensetzung scheint von einer s-d-Streuungskomponente herzurühren, welche mit dem Palladiumgehalt ansteigt und bis zu Temperaturen des flüssigen Heliums bestehen bleibt. Capptuller.

**10598 A. F. A. Harper, W. R. G. Kemp, P. G. Klemens, R. J. Tainsh and G. K. White.** *The thermal and electrical conductivity of chromium at low temperatures.* Phil. Mag. (8) **2**, 577—583, 1957, Nr. 17. (Mai.) (Sydney, C. S. I. R. O., Div. Phys.) Die elektrische Leitfähigkeit und die Wärmeleitfähigkeit sehr reiner (99,998 %) Chromproben (in duktilem und sprödem Zustand — rekristallisiert —) wurden im Bereich tiefer Temperaturen ( $T$  von 2°K ... ~ 300°K) gleichzeitig gemessen. Man erhält ähnliche Resultate wie bei anderen Übergangsmetallen. Aus dem Temperaturgang des elektrischen Widerstandes im Bereich tiefer Temperaturen (~  $T^3$ ) ergibt sich als in diesem Gebiet maßgebender Prozeß: Elektronenübergänge s-d-Band. Dagegen folgt aus dem Temperaturgang der Wärmeleitfähigkeit, daß der Wärmewiderstand zu etwa 60 % durch (s-s)-Streuung verursacht wird. K. Zückler.

**10599 A. N. Gerritsen and J. M. L. C. van der Aa.** *The temperature-dependent and temperature-independent parts of the increase of resistance due to impurities in a metal. A simple method of obtaining their ratio.* Appl. sci. Res., Hague (A) **6**, 191—196, 1956, Nr. 2/3. (Leiden, Kamerlingh Onnes Lab.) Eine lineare Beziehung zwischen dem mittleren Temperaturkoeffizienten des Widerstandes einer Legierung (feste Lösung) zwischen 273°K und 373°K und dem Restwiderstand

gemessen unterhalb von  $4^{\circ}\text{K}$  ermöglicht eine quantitative Bestimmung des Verhältnisses von temperaturabhängigem und temperaturunabhängigem Anteil der Widerstandserhöhung des Grundmetalles durch Legierungseinflüsse.

Capptuller.

**10600 E. Fawcett.** *High-frequency magnetoresistance of metals at  $4^{\circ}\text{K}$ .* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 217—218, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.)

Schön.

**10601 P. W. Bridgman.** *Certain effects of pressure on seven rare earth metals.* Proc. Amer. Acad. Arts. Sci. **83**, 1—22, 1954, Nr. 1. (Jan.) An den Seltenen Erden — in Metallform in besonders reiner Form vorliegend — und zwar Samarium, Dysprosium, Holmium, Erbium, Thulium, Ytterbium, Lutetium werden untersucht: Änderung des elektrischen Widerstandes unter hydrostatischem Druck bis 30000 at und unter quasi hydrostatischem Druck bis 100000 at, Dichte bei atmosphärischem Druck vor und nach Druckanwendung, Temperaturkoeffizient des elektrischen Widerstandes zwischen  $0^{\circ}$  und Raumtemperatur und die plastische Scherkraft als Funktion des Druckes bis 100000 at. Fünf der untersuchten sechs Seltenen Erden zeigen geringfügige Anomalien mit Ausnahme von Samarium; Ytterbium jedoch große, z. B. bezüglich Dichte und Schmelzpunkt. Die Kompressibilität ist drei mal so groß, der elektrische Widerstand ist sehr ungewöhnlich; zunächst stark ansteigend, bei etwa 50000 at stark abfallend auf kleineren Wert als bei atmosphärischem Druck. Die Eigenschaften der bisher untersuchten Seltenen Erden sind in einer Tabelle zusammengestellt.

Gieleßen.

**10602 A. I. Schindler.** *The Hall effect in the silver-palladium alloy system.* J. Phys. Chem. Solids **1**, 42—44, 1956, Nr. 1/2. (Sept./Okt.) (Washington, Naval Res. Lab.) Vf. berichtet über Messungen des HALL-Koeffizienten von Silber-Palladium-Legierungen bei Raumtemperatur und findet große Ähnlichkeit mit dem Verhalten von Kupfer-Nickel-Legierungen.

Capptuller.

**10603 I. F. Kvarkhtsava, A. A. Pliutto, A. A. Chernov and V. V. Bondarenko.** *Electrical explosion of metal wires.* Soviet Phys. **3**, 40—51, 1956, Nr. 1. (Aug.) (Engl. Übers. aus: J. exp. theor. Phys., Moskau **30**, 42—53, 1956, Jan.) Vff. entwickelten eine Methode zur Herstellung von Schattenphotographien elektrisch explodierender Drähte, mit der verschiedene aufeinanderfolgende Stadien der Explosion erfaßt werden können. Oszillographisch wird ferner gezeigt, daß die in dem Draht während des ersten Stromimpulses befreite Energie erheblich größer sein kann, als dies zur vollständigen Verdampfung erforderlich ist; sie kann aber auch je nach den Bedingungen darunter liegen. Die Schattenphotographien in späteren Stadien zeigen eine starke Zerstreuung des Drahtmaterials. Eine quantitative Deutung ihrer Beobachtungen unter Berücksichtigung der hohen mechanischen Spannungen, die beim Aufheizen des Drahtes entstehen, und des radialen Druckes auf Grund des magnetischen Feldes des Stromes wird gegeben.

Bartholomeyczky.

**10604 I. F. Kvartskhava.** *Concerning papers of S. E. Khaikin, S. V. Lebedev and L. N. Borodovskaia published in the J. exp. theor. Phys. (USSR) in 1954—1955.* Soviet Phys. **3**, 787—791, 1956, Nr. 5. (Dez.) (Engl. Übers. aus: J. exp. theor. Phys., Moskau **30**, 621—622, 1956, März.) Vf. berichtet über eigene Untersuchungen an Drähten während des Durchganges sehr starker Stromstöße (Stromdichte  $\sim 10^7\text{ A/cm}^2$ ) und vergleicht seine Ergebnisse mit den Arbeiten der in der Überschrift aufgeführten Vff.

Golling.

**10605 E. G. Cullwick.** *Magnetic energy and electron inertia in a superconducting sphere.* Proc. Instn elect. Engrs (C) **103**, 441—446, 1956, Nr. 4. (Sept.) Monogr. Nr. 184, Juni. (St. Andrews Univ., Elect. Engng.) Die Hypothese, daß die magnetische Energie eines Ringstromes gleich der kinetischen Energie der wirksamen



Leitungselektronen ist, wird auf eine leitende, widerstandslose Kugel angewandt. Es wird ein Oberflächenstrom eingeführt, der das Anwachsen eines Magnetfeldes innerhalb der Kugel verhindert. Formeln für die Zahl und die Geschwindigkeit der den Suprastrom tragenden Leitungselektronen werden angegeben. Diese Elektronen bewegen sich unter der Wirkung des Magnetfeldes auf stabilen Kreisbahnen. Der MEISSNER-Effekt erweist sich als ein zu erwartendes Phänomen. Die Theorie führt mit einer einzigen einfachen Annahme zu den Grundgleichungen der LONDONSchen Theorie, allerdings mit einer unterschiedlichen Interpretation des Geschwindigkeitsparameters. Ferner wird gezeigt, daß der Suprastrom und das Magnetfeld, die durch gleichförmige Rotation eines Supraleiters in diesem induziert werden, mit den von der LONDONSchen Theorie geforderten gleichen Erscheinungen identisch sind. E. Schröder.

10606 **Richard A. Ferrell.** *Relation of the superconductivity criterion to the electron specific heat.* Bull. Am. Phys. Soc. (2) 1, 217, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.)

10607 **R. A. Hein and M. C. Steele.** *Size effects in the superconductivity of cadmium.* Bull. Am. Phys. Soc. (2) 1, 218, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.) Schön.

10608 **James C. Thompson.** *Resistance and paramagnetism at the superconducting transition.* J. Phys. Chem. Solids 1, 61—64, 1956, Nr. 1/2. (Sept./Okt.) (Houston, Tex., Rice Inst.) Vf. beschreibt Versuche über die longitudinale Magnetisierung von Indium-Stäben im supraleitenden Zustand. Die Messungen wurden unter Gleichgewichtsbedingungen durchgeführt: starker Strom, schwaches Magnetfeld, konstante Temperatur. Die Wechselwirkung zwischen Widerstandserhöhung und Eintreten des paramagnetischen Effektes wird gezeigt; die Form des Verlaufs entspricht der Theorie von H. MEISSNER. Der Paramagnetismus hat sein Maximum, wenn der Widerstand seinen halben Wert erreicht hat. Capptuller.

10609 **Hubertus Stolz.** *Zur Theorie der elektrischen Leitfähigkeit von Halbleitern bei hohen Frequenzen.* I. Ann. Phys., Lpz. (6) 19, 394—400, 1957, Nr. 6/8. (Berlin, Dtsch. Akad. Wiss., Heinrich-Hertz-Inst. Schwingungsf.) Messungen der Dielektrizitätskonstanten und der Leitfähigkeit an Halbleitern mit geringer Elektronenkonzentration in Hohlraumresonatoren führen zu Abweichungen von der DRUDE-ZENER-Theorie. — Vf. macht hierfür den Einfluß der Entelektrisierung geltend und gibt unter Annahme einer einheitlichen Relaxationszeit für die Elektronen-Gitter-Wechselwirkung tabulierte Funktionen für die komplexe Leitfähigkeit nicht-entarteter Halbleiter an. Es wird von der BOLTZMANN-Gleichung für homogenes elektromagnetisches Feld ausgegangen und Innenfeldeffekte nach CLAUSIUS-MOSOTTI vernachlässigt. — Kurven der charakteristischen Frequenz in Abhängigkeit der Fremdatom-Dichte und der Temperatur werden für n-Germanium angegeben und gezeigt, daß bei polaren Halbleitern die Energieabhängigkeit der Relaxationszeit den Frequenzgang der Leitfähigkeit stark beeinflusst. Weidel.

10610 **R. B. Dingle, Doreen Arndt and S. K. Roy.** *The integrals  $\mathfrak{A}_p(x) = (p!)^{-1} \int_0^\infty \varepsilon^p (\varepsilon + x)^{-1} e^{-\varepsilon} d\varepsilon$  and  $\mathfrak{B}_p(x) = (p!)^{-1} \int_0^\infty \varepsilon^p (\varepsilon + x)^{-2} e^{-\varepsilon} d\varepsilon$  and their tabulation.*

Appl. sci. Res., Hague (B) 6, 144—154, 1956, Nr. 3. (Nedlands, Univ. West. Aust., Dep. Phys.; New Delhi, Nat. Phys. Lab.) Zur Berechnung der Eigenschaften von schwach-degenerierten Elementenhalbleitern in Hochfrequenz- und/oder stationären Magnetfeldern, keine Ionenstreuung. V. Weidemann.

10611 **R. B. Dingle, Doreen Arndt and S. K. Roy.** *The integrals  $\mathfrak{C}_p(x) = (p!)^{-1} \int_0^\infty \varepsilon^p (\varepsilon^2 + x^2)^{-1} e^{-\varepsilon} d\varepsilon$  and  $\mathfrak{D}_p(x) = (p!)^{-1} \int_0^\infty \varepsilon^p (\varepsilon^2 + x^2)^{-2} e^{-\varepsilon} d\varepsilon$  and their tabulation.*

Appl. sci. Res., Hague (B) **6**, 155—164, 1956, Nr. 3. (Nedlands, Univ. West. Aust., Dep. Phys.; New Delhi, Nat. Phys. Lab.) Wie vorst. Rf. Ionenstreuung vergleichbar der Streuung durch Wärmebewegung und neutrale Verunreinigungen.

V. Weidemann.

**10612 Frank Herman.** *Speculations on the energy band structure of Ge-Si alloys.* Phys. Rev. (2) **95**, 847—848, 1954, Nr. 3. (1. Aug.) (Princeton, N. J., Radio Corp. Amer., RCA Lab. Div.) Es wird der von JOHNSON und CHRISTIAN an Germanium-Siliciumlegierungen gefundene Gang der Breite der verbotenen Zone mit der Siliciumkonzentration, besonders der Knick der Kurve bei 15 Mol% Siliciumgehalt, gedeutet. Hierzu werden folgende Annahmen gemacht: Durch den Einbau von Si-Atomen in das Ge-Gitter werden Form und Lage aller Leitungsbänder stärker geändert als bei den Valenzbändern. Wenn der Si-Gehalt steigt, wird das Leitungsband mit dem [111]-Minimum stärker angehoben als dasjenige mit dem [100]-Minimum. Der höchste Punkt der Valenzbandstruktur bleibt im gesamten Legierungsbereich im Mittelpunkt der reduzierten Zone. Die optische Absorptionskante wird aus „schrägen“ Übergängen bestimmt, die bei Legierungen mit 0 bis 15 Mol-% Si vom Valenzband nach dem [111]-Minimum und bei Legierungen mit über 15 Mol-% Si nach dem [100]-Minimum des Leitungsbandes gehen.

Henker.

**10613 Frank Stern.** *Effective mass in narrow impurity bands.* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 214, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.)

**10614 L. Gold.** *The anisotropy of the hot electron problem in semiconductors with spheroidal energy surfaces.* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 214, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.)

Schön.

**10615 P. R. Rowland and G. W. Whiting.** *A miniature dry-box for semi-conductor work.* J. sci. Instrum. **34**, 207, 1957, Nr. 5. (Mai.) (Wembley, Middlesex, Gen. Elect. Co. Ltd.) Zur Untersuchung von Halbleitern, deren Oberflächen bekanntlich sehr empfindlich gegen Verunreinigungen sind, wird an Stelle der üblichen großen Trockenkisten ein sehr kleines Trockengefäß vorgeschlagen und eingehend beschrieben. Bei diesem können von einem außenstehenden Mikromanipulator Bewegungen in drei zueinander senkrechten Richtungen ins Innere übertragen werden. In einem solchen Gefäß kann das den Halbleiter umgebende Gas sehr schnell geändert werden. Eine Erwärmung des ganzen Gefäßes ist ebenfalls leicht möglich.

Henker.

**10616 H. Pfister.** *Elektronenbestrahlung von p-n-Sperrschichten in Ga-As.* Z. Naturf. **12a**, 217—222, 1957, Nr. 3. (März.) (Erlangen, Siemens-Schuckertw. A. G., Forschungslab.) Es wird der Einfluß einer Elektronenbestrahlung auf pn-Sperrschichten in Gallium-Arsenid untersucht und der Kurzschlußstrom bzw. die EMK in Abhängigkeit von der Strahlenintensität gemessen. Bei Bestrahlung mit 45 kV-Elektronen ist der Kurzschlußstrom um den Faktor 7200 größer als der auffallende Elektronenstrom. Dem entspricht ein mittlerer Energiebedarf pro Ladungsträgerpaar von 6,3 eV. Bei 111 kV-Elektronen beträgt der Faktor 13000 und der Energiebedarf 8,5 eV pro Trägerpaar. Diese Abhängigkeit hängt damit zusammen, daß bei höherer Strahlspannung die Eindringtiefe größer wird als die Diffusionslänge. Die bei optimaler Anpassung abgegebene Leistung beträgt 8 % der auffallenden Strahlenintensität. Als Anwendung wird die Messung der Intensität von Elektronenbeugungs-Diagrammen beschrieben. Die Zeitkonstante der Einstellung des Kurzschlußstromes ist wenige ms. Es treten keine Ermüdungserscheinungen auf. Eine Schädigung des Kristallgitters dürfte bei GaAs erst oberhalb 315 keV auftreten.

Henker.

**10617 A. Honig.** *Polarization of arsenic nuclei in a silicon semiconductor.* Phys. Rev. (2) **96**, 234—235, 1954, Nr. 1. (1. Okt.) (Berkeley, Calif. Univ., Dep. Phys.)

Es wird ein neuer Mechanismus beschrieben, der bei mäßigen Feldern und Temperaturen eine hundertprozentige Polarisation der Kernspins erzeugt. Bei  $4^\circ\text{K}$  und 9000 MHz wurden bei Arsen-dotiertem Silicium ( $1,3 \cdot 10^{17}$  Atome pro  $\text{cm}^3$ ) die schon von FLETCHER und Mitarb. beobachteten Resonanzlinien ebenfalls beobachtet. Die Linien sind ungefähr 3 Oersted breit und 73 Oersted entfernt. Bei jeder Resonanzlinie wurde die folgende Erscheinung beobachtet: Wenn das Magnetfeld in kurzer Zeit zweimal durch die gleiche Resonanzlinie läuft, dann ist die Amplitude  $A_2$  beim zweiten Durchgang relativ zu der des ersten Durchganges kleiner. Ist  $t$  die Zeit zwischen den beiden Durchgängen, dann ist das Verhältnis der Amplituden ungefähr  $A_2/A_1 = 1 - \exp(-t/T)$ , wobei  $T$  ungefähr 16 s beträgt. Wenn das Magnetfeld schnell genug durch zwei benachbarte Resonanzlinien läuft, dann wird die zweite Linie relativ zur ersten erhöht. Eine Erklärung dieser Effekte wird angegeben. Henker.

10618 G. G. Macfarlane and V. Roberts. *Infrared absorption of germanium near the lattice edge*. Phys. Rev. (2) **97**, 1714—1716, 1955, Nr. 6. (15. März.) (Malvern, Engl., Radar Res. Establ.) In einer früheren Veröffentlichung hatten HALL, BARDEEN und BLATT die optische Absorption durch indirekte und direkte Übergänge von Valenzelektronen berechnet. Für die indirekten Übergänge hatten sie einen Ausdruck angegeben, der mit den jetzigen Beobachtungen qualitativ übereinstimmt. Zur quantitativen Prüfung wird die Absorption an polykristallinem Germanium von 60 Ohm-cm gemessen. Der Reflexionskoeffizient  $R$  wurde aus dem jenseits der Absorptionskonstante geltenden, konstanten Transmissionskoeffizienten abgeleitet. Die etwas mit der Temperatur veränderlichen Werte von  $R$  werden in einer Tabelle angegeben. Bei Zimmertemperatur wird ein höherer Wert gefunden (0,382) als er von BRIGGS angegeben wurde (0,365). Es wird eine für niedrige Absorptionen gültige Formel für den Absorptionskoeffizienten  $K$  angegeben. Werden die Werte von  $K^{1/2}$  gegen  $h\nu$  aufgetragen, so liegen für  $E_g - k\Theta < h\nu < E_g + k\Theta$  die Punkte auf einer Geraden und für  $h\nu > E_g + k\Theta$  auf einer zweiten Geraden ( $\Theta$  = Temperatur in  $^\circ\text{K}$ ,  $E_g$  = minimaler Bandabstand). Es wird gefunden, daß bei  $\Theta = 260^\circ\text{K}$  die Abhängigkeit des  $K$  von  $h\nu$  und von der Temperatur sehr gut mit den Voraussagen der oben erwähnten Formel übereinstimmt. Henker.

10619 J. W. Cleland, J. H. Crawford jr. and J. C. Pigg. *Fast-neutron bombardment of n-type Ge*. Phys. Rev. (2) **98**, 1742—1750, 1955, Nr. 6. (15. Juni.) (Oak Ridge, Tenn., Nat. Lab.) Der Einfluß der Bestrahlung mit schnellen Elektronen auf die elektrischen Eigenschaften von Germanium wurde auf verschiedenen Wegen eingehend untersucht. Die Rate der Trägerverarmung, die Form der Bestrahlungskurve und die Temperaturabhängigkeit der Elektronenkonzentration in bestrahlten Proben deuten alle auf zwei leere Energieniveaus hin. Das eine liegt unter der Mitte der verbotenen Zone und das zweite ungefähr 0,2 eV unter dem Leitungsband. Diese zwei Niveaus stimmen mit den Vorhersagen des von JAMES und LARK-HOROVITZ aufgestellten Modells überein. Die hervorgerufene Fehlordnung erzeugt eine zusätzliche Streuung. Ihr Verhalten ist jedoch, wie aus Beweglichkeitsmessungen hervorgeht, nicht so einfach wie die Streuung an geladenen Fremdatomen. Die zusätzliche Streuung durch Fehlordnung zeigt eine größere Temperaturabhängigkeit und ist merklich von der Elektronenkonzentration abhängig. Bestrahlung bei tiefer Temperatur und anschließendes Erwärmen zeigt, daß die schnellen Neutronen eine merkliche Photoleitfähigkeit erzeugen. Die hierfür wichtigen Haftstellen für Minoritätsträger scheinen beim Erwärmen schon unterhalb der Zimmertemperatur zu verschwinden. Henker.

10620 W. C. Dash and R. Newman. *Intrinsic optical absorption in single-crystal germanium and silicon at  $77^\circ\text{K}$  and  $300^\circ\text{K}$* . Phys. Rev. (2) **99**, 1151—1155,



1955, Nr. 4. (15. Aug.) (Schenectady, N. Y., Gen. Electr. Res. Lab.) Die Spektren der Eigenabsorption von sehr reinem, einkristallinem Germanium und Silicium wurden bei  $300^\circ\text{K}$  und bei  $77^\circ\text{K}$  gemessen. Die Werte des Absorptionskoeffizienten ändern sich in dem untersuchten Spektralbereich von  $0,1\text{ cm}^{-1}$  bis  $10^5\text{ cm}^{-1}$ . Um die Messungen durchführen zu können, werden einkristalline Scheibchen von rund  $0,5\text{ }\mu$  bis  $10\text{ }\mu$  Dicke hergestellt. Beim Germanium können die Ergebnisse so gedeutet werden, daß die Grenze für direkte Übergänge (k-Vektor bleibt ungeändert) für  $300^\circ\text{K}$  bei  $0,81\text{ eV}$  und für  $77^\circ\text{K}$  bei  $0,88\text{ eV}$  liegt. Die Grenzen für indirekte Übergänge lagen bei  $0,62\text{ eV}$  ( $300^\circ\text{K}$ ) und bei  $0,72\text{ eV}$  ( $77^\circ\text{K}$ ). Die Absorptionskurven des Siliciums lassen sich nicht so vollständig analysieren wie beim Germanium. Es liegen einige Anzeichen vor, daß die Grenze für direkte Übergänge ungefähr bei  $2,5\text{ eV}$  und die Grenze für indirekte Übergänge bei  $1,06\text{ eV}$  ( $300^\circ\text{K}$ ) und  $1,16\text{ eV}$  ( $77^\circ\text{K}$ ) liegen.

Henker.

10621 J. H. Crawford jr., H. C. Schweinler and D. K. Stevens. *Magnetic indications of electronic structure of the conduction band in Ge.* Phys. Rev. (2) **99**, 1330—1331, 1955, Nr. 4. (15. Aug.) (Oak Ridge, Tenn., Nat. Lab.) Aus Zyklotron-Resonanz-Experimenten und aus Messungen der magnetischen Suszeptibilität der Ladungsträger erhält man Ergebnisse, die sich komplementär ergänzen. Darüber hinaus ermöglichen diese Ergebnisse eine Entscheidung, ob vier oder acht Ellipsoide im k-Raum die Zustände im Leitungsband des Germaniums besser wiedergeben. Neben einem Vergleich der nach beiden Methoden erhaltenen Elektronenmassen wird versucht, nachzuweisen, daß die Annahme einer vierfachen räumlichen Entartung den experimentellen Ergebnissen besser angepaßt ist als eine achtfache.

Henker.

10622 R. J. Keyes, S. Zwerdling, S. Foner, H. H. Kolm and Benjamin Lax. *Infrared cyclotron resonance in Bi, InSb, and InAs with high pulsed magnetic fields.* Phys. Rev. (2) **104**, 1804—1805, 1956, Nr. 6. (15. Dez.) (Lexington, Mass., Inst. Technol., Lincoln Lab.) Die Beobachtung von Zyklotronresonanzen an anderen Stoffen als Germanium und Silicium macht wegen der starken Streuung der Ladungsträger und wegen auftretender Plasmaeffekte Schwierigkeiten. Durch Messung bei Ultrarotfrequenzen zwischen  $10$  und  $22\text{ }\mu$  konnten beide Schwierigkeiten umgangen werden. Hierbei ist selbst bei Zimmertemperatur  $\omega\tau \gg 1$  und  $\omega > \omega_p$  ( $\omega$  = Frequenz der elektromagnetischen Wellen,  $\tau$  = Stoßzeit,  $\omega_p$  = Plasmafrequenz). Die hierzu benötigten sehr hohen Magnetfelder wurden durch Stromimpulse erzeugt und dabei Werte bis zu  $320\,000$  Gauß erreicht. Zur Beobachtung der Resonanz wurden Absorptions- und Reflexionsmethoden verwendet. Als Strahlungsempfänger diente ein Zink-dotierter Germaniumwürfel, der sich auf einer Temperatur von  $4,2^\circ\text{K}$  befand. Quantitative Messungen wurden an InSb, InAs, und erstmalig an Bi gemacht. Qualitativ wurden Zyklotronresonanzen auch an Zink und Graphit beobachtet.

Henker.

10623 S. Zwerdling, R. J. Keyes, S. Foner, H. H. Kolm and Benjamin Lax. *Magneto-band effects in InAs and InSb in dc and high pulsed magnetic fields.* Phys. Rev. (2) **104**, 1805—1807, 1956, Nr. 6. (15. Dez.) (Lexington, Mass., Inst. Technol., Lincoln Lab.) Die Abhängigkeit der Bandbreite vom Magnetfeld wurde erstmalig von BURSTEIN und Mitarbeitern an InSb beobachtet. Die gleichen Messungen werden an InSb und an InAs im Gleichfeld bis  $35\,000$  Gauß und in Impulsfeldern bis zu  $220\,000$  Gauß wiederholt. Hierbei wird die Verschiebung der Absorptionskante bei verschiedenen Magnetfeldern gemessen. Die Beobachtungen werden an der kurzwelligen Seite der Bandkante durchgeführt, weil an der langwelligen Seite Störungen durch Resonanzabsorption auftreten. Die mittleren Abhängigkeiten der Bandbreite vom Magnetfeld sind zwischen  $1500$  Gauß und

35 000 Gauß bei InSb gleich  $\Delta\epsilon/\Delta B = 1,7 \cdot 10^{-7}$  eV/Gauß (BURSTEIN und Mitarb.:  $2,3 \cdot 10^{-7}$  eV Gauß). Bei InAs wurde ein Wert von  $9,3 \cdot 10^{-8}$  eV/Gauß gefunden. Das nichtlineare Verhalten der magnetischen Bandbreitenänderung bei niedrigen Feldstärken ( $< 100\,000$  Gauß) stimmt mit dem „LANDAU“-Modell nicht überein. Die Theorie fordert eine stärkere Bandbreitenänderung, als sie gefunden wurde. Aus den Messungen bei 100 000 Gauß erhält man für die scheinbaren Massen die Werte  $0,023 m_0$  für InSb und  $0,041 m_0$  für InAs. Entsprechende Magnetfeldeinflüsse sollten auch bei den Halbmatalen, wie Bi und Zn, wo sich die Bänder überlappen, auftreten. Henker.

**10624 A. J. Tuzzolino.** *Elastoresistance constants of p-type InSb at 77°K.* Phys. Rev. (2) **105**, 1411, 1957, Nr. 4. (15. Febr.) (Chicago, Ill., Univ., Inst. Study Metals.) Die Änderung des elektrischen Widerstandes von p-leitendem InSb unter einseitigem Druck wurde bei 77°K gemessen. Die Ergebnisse lassen Schlüsse auf die Struktur des Valenzbandes dieses Halbleiters zu.

Madelung.

**10625 J. D. Nixon and P. C. Banbury.** *Junctions induced in germanium surfaces by transverse electric fields.* Proc. phys. Soc. Lond. (B) **70**, 481—485, 1957, Nr. 5 (Nr. 449 B). (1. Mai.) (Reading Univ., Phys. Res. Lab.) Die Oberflächenzustände einer von Rechteckimpulsen (Strom entsprechend 10 V/cm am Halbleiter, Dauer 150  $\mu$ s, Frequenz 50 Hz) durchflossenen Ge-Scheibe lassen sich durch Auflegen isolierter und gegenüber dieser Scheibe negativ oder positiv geladener Elektroden derart beeinflussen, daß an den zur Stromrichtung im Ge senkrechten Übergangszonen zwischen feldfreiem Raum und von außen anliegendem Feld in der Ge-Oberfläche verstärkte Bandaufwölbung und damit nicht-ohmisches Leitfähigkeitsverhalten auftritt. Die Eigenschaften dieser Übergänge und die zur Messung benutzte Apparatur werden beschrieben. Weidel.

**10626 F. T. Hedgcock.** *Magnetic properties of pure and n-type germanium at liquid helium temperatures.* J. Electronics **2**, 513—528, 1957, Nr. 6. (Mai.) (Ottawa, Nat. Res. Council, Div. Pure Phys.) Vf. bestimmt die magnetische Suszeptibilität von n-Germanium verschiedenen Störstellengehalts im Bereich 4,2 bis 300°K. Für die Dotierungen wird angegeben, inwieweit der Suszeptibilitätsanteil der im Valenzband und den inneren Schalen vorhandenen Elektronen, der von freien Ladungsträgern herrührende Anteil und die Suszeptibilität der stöstellengehenden Elektronen und Löcher die Temperaturabhängigkeit des Para- und Diamagnetismus bedingen. Nach Beschreibung des Meßverfahrens werden die Ergebnisse diskutiert: der Temperaturgang des Diamagnetismus bei eigenleitendem, hochreinem Ge ist mit dem bekannten Energiebandmodell nicht erklärbar; Vf. weist auf ähnliche Ergebnisse an anderen Eigenhalbleitern bei Temperaturen unter 77°K hin. — Für dotierte, nichtentartete Proben ist die Temperaturabhängigkeit bei Annahme von Donatoren-Niveaus ca. 0,0002 eV unterhalb des Leitungsbandes verständlich, der extrem hohe Diamagnetismus unterhalb 77°K für Proben mit  $10^{17}$  Ladungsträgern/cm<sup>3</sup> entweder durch höher angeregte Zustände der gebundenen Ladungsträger oder durch kleinere effektive Massen der freibeweglichen Elektronen im Störleitungsband, als sie die durch einzelne Störstellen gebundenen Elektronen aufweisen. Bei entartetem Ge ist die beobachtete Zunahme des Paramagnetismus zu tiefen Temperaturen hin dann gegeben, wenn angenommen wird, daß ein Teil der Störatome keine Elektronen in das Leitungsband abgeben, also über den gesamten Temperaturbereich an Störstellen gebundene Elektronen (ca. 0,5 % der Gesamtzahl) vorhanden sind, zwischen denen keine Wechselwirkung besteht. Weidel.

**10627 Maurice Bernard.** *Mesures en fonction de la température du courant dans les jonctions de germanium n-p.* J. Electronics **2**, 579—596, 1957, Nr. 6. (Mai.)

(Centre Nat. Etudes Télécomm., Dep. Phys., Chim. Métall.) Der Verlauf des Sperr-Reststroms  $I_0$  gezogener p-n-Verbindungen wird im Bereich von  $-50^\circ\text{C}$  bis  $+100^\circ\text{C}$  untersucht. Über  $1/T$  logarithmisch aufgetragen ergeben sich zwei bei  $+10^\circ\text{C}$  ineinander übergehende Gerade, von denen die für höhere Temperaturen den theoretischen Annahmen über den Rekombinationsmechanismus von SHOCKLEY-READ (Ber. 32, 534, 1953) voll entspricht. Es ergibt sich ein Niveau der Rekombinationszentren von 0,15 eV oberhalb des Valenzbandes. Unterhalb  $+10^\circ\text{C}$  ergeben sich für verschiedene Sperrspannungen  $U_{sp}$  Geraden verschiedener Neigung. Die in diesem Temperaturgebiet wesentliche Paarerzeugung längs der Übergangszone  $d$  gibt bei hohen  $U_{sp}$  einen höheren Beitrag zu  $I_0$  wegen der dann größeren Schichtdicke  $d$ . Ermittelt man damit den Paarerzeugungskoeffizienten ( $\approx 10^{17} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$  bei  $250^\circ\text{K}$ ) als Funktion der Temperatur, läßt sich das zugehörige Energieniveau zu 0,26 eV oberhalb des Valenzbandes bestimmen. Wegen der schlechten Meßbarkeit von  $I_0$  wurde von  $-50^\circ\text{C}$  bis  $-200^\circ\text{C}$  der Flußstrom  $I$  bei definierten Spannungen  $U$  gemessen. Es zeigt sich, daß bei tiefsten Temperaturen oder auch höheren Flußspannungen  $U$  (hier  $> 0,32 \text{ V}$ ) der Strom nicht wie für kleinste  $U$ -Werte mit  $\exp qU/kT$ , sondern nur mit  $\exp (1/2 \cdot qU/kT)$  ansteigt. Das wird durch explizite Auswertung der SHOCKLEYschen Formel für die Paarerzeugung im Nichtgleichgewichtsfall (l. c.) verifiziert, deren Integration über die Breite  $d$  für kleine bzw. große  $U$  zu den angegebenen Exponentialfaktoren führt.

Beneking.

10628 A. Ascoli, M. Asdente and E. Germagnoli. *On the atomic displacements produced by  $\alpha$ -particles in germanium.* Nuovo Cim. (10) 5, 1145—1152, 1957, Nr. 5. (1. Mai.) (Milano, Lab. CISE.) Einkristalle von 0,5 cm Breite, 2 cm Länge und unter 0,02 cm Dicke des n-Typs des Germaniums wurden mit den 5,30 MeV  $\alpha$ -Teilchen des  $^{210}\text{Po}$  bestrahlt. Die Zahl der atomaren Verschiebungen je  $\alpha$ -Partikel berechnet sich zu rund 130. Die Leitfähigkeit der Ge-Probe wurde mittels eines Gleichstrompotentiometers gemessen. Die Kontakte lieferten elektrolytische Ag-Niederschläge. Aus dem anfänglichen Absinken der Leitfähigkeit wurde die Zahl der negativen Ladungsträger, die aus dem Leitfähigkeitsband durch die Bestrahlung entfernt werden, zu  $79 \pm 5$  Elektronen je  $\alpha$ -Teilchen berechnet. Sie ist im Bereich von  $-78$  bis  $+65^\circ\text{C}$  unabhängig von der Temperatur.

M. Wiedemann.

10629 Makoto Kikuchi. *Some experiments on the germanium surface layer.* J. phys. Soc. Japan 11, 898, 1956, Nr. 8. (Aug.) (Tokyo, Electrotech. Lab.) Durch Wärmebehandlung wird auf n-leitendem Germanium eine dünne Schicht p-leitendes Germanium erzeugt. Es wird festgestellt, daß die nach der Methode von VALDES (Ber. 34, 1870, 1955) abgegriffene Spannung  $V_S$  von der umgebenden Atmosphäre abhängt (Vakuum, Luft, feuchte Luft, Ozon).

German.

10630 S. B. Brody. *Aging of crushed silicon and germanium crystals.* Acta cryst. 7, 772—774, 1954, Nr. 11. (10. Nov.) (Brooklyn, N. Y., Brooklyn Coll.)

Schön.

10631 K. R. Dixit and V. V. Agashe. *Study of cuprous oxide formed in air at 0,5 mm of Hg between  $200^\circ\text{C}$  and  $1030^\circ\text{C}$  and its rectification.* Z. Naturf. 12a, 96—101, 1957, Nr. 2. (Febr.) (Bombay, India, Inst. Sci.) Es wurden Kupferoxyde, die bei einem Luftdruck von 0,5 Torr in dem Temperaturbereich von  $200$ — $1030^\circ\text{C}$  während einer Stunde gebildet wurden, untersucht. Ihre Zusammensetzung, ihre Struktur (mit Hilfe von Elektronenbeugungs- und Röntgenaufnahmen), ihre Rektifikation und magnetische Suszeptibilität wurden als Funktionen der anschließenden Wärmebehandlung und der Filmdicke studiert. Die bei  $500^\circ\text{C}$  gebildeten Filme zeigen gerade den Beginn der Rektifikation, während sie bei  $800^\circ\text{C}$  abschätzbar wird und dann rasch mit der Bildungstemperatur des Films



wächst. Es handelt sich dabei immer um  $\text{Cu}_2\text{O}$ -Filme, jedoch mit einer eigenartigen Struktur. Das Auftreten eines abschätzbaren Rektifikationsbereiches ist mit Veränderungen in der Oberflächenstruktur, der Körperstruktur und der Suszeptibilität der Filme verbunden. Bei einem rektifizierten Film besteht die Oberflächenstruktur aus großen  $\text{Cu}_2\text{O}$ -Kristallen, die eine 111-Orientierung zeigen. Unterhalb diesen sind kleine  $\text{Cu}_2\text{O}$ -Kristalle vorhanden, die einen Sauerstoffüberschuß einschließen und eine Zinkblendenstruktur zeigen. Die nachfolgende Wärmebehandlung bezweckt, den Betrag des Sauerstoffs zu reduzieren und ein Wachsen der diamagnetischen Suszeptibilität. Zum Schluß wird ein Mechanismus für diese Veränderungen gegeben. Röh m.

**10632 E. S. Rittner and S. Fine. Localized photoeffect in PbS photocells.** Phys. Rev. (2) **98**, 545—546, 1955, Nr. 2. (15. Apr.) (Irvington-on-Hudson, N. Y., Philips Lab.) Ein vor mehreren Jahren von MÜSER (Z. phys. Chem. **198**, 52, 1951) vorgeschlagenes Experiment wird wiederholt. Eine Photozelle wird mit einem schmalen Spaltbild hoher Lichtintensität beleuchtet und zwar einmal so, daß das Spaltbild parallel zu den Elektroden, beim anderen Male senkrecht zu den Elektroden und diese überlappend liegt. Während MÜSER keinen Unterschied zwischen den Photoleitfähigkeiten bei beiden Orientierungen fand — was auf überraschend große Driftwege der erzeugten Träger in Feldrichtung schließen läßt — fanden Vff. bei Untersuchungen an PbS-Zellen ein davon abweichendes Verhalten. Der Zellenwiderstand ist bei senkrechter Orientierung des Spaltbildes kleiner als bei paralleler und der bei letzterer beobachtete Widerstand befindet sich in guter Übereinstimmung mit dem unter der Annahme errechneten Wert, daß sich der Widerstand aus der Reihenschaltung von belichtetem und unbelichtetem Teil der Schicht zusammensetzt. Dies läßt auf einen sehr lokalisierten Photoeffekt schließen, d. h. der Driftweg der Träger im Felde ist klein gegen die Breite des Spaltbildes von 0,1 cm. Nimmt man andererseits an, daß die Zeitkonstante der Photoleitung mit  $2 \cdot 10^{-4}$  s die Lebensdauer der freien Ladungsträger darstellt, so erhält man mit einer Beweglichkeit der Größenordnung  $1 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$  Driftwege von  $w = 0,15$  cm. Diese Diskrepanz wird mit der Möglichkeit erklärt, daß die beobachtete hohe Lebensdauer durch Haftstellen vorgetäuscht ist.

Paulisch.

**10633 M. Sakamoto, S. Kobayashi and S. Ishii. Effect of oxygen gas on the photoconductivity of BaO.** Phys. Rev. (2) **98**, 552—553, 1955, Nr. 2. (15. Apr.) (Kagurazaka, Shinjuku-ku, Tokyo, Japan, Tokyo Coll. Sci.) Wird eine BaO-Kathode mit UV-Licht bestrahlt, so beobachtet man eine steile Spitze des Photostromes zwischen einer Sonde und dem Trägermetall bei einer Strahlungsenergie von 3,7 eV. Da diese Erscheinung nur bei Pulvern und nicht bei Einkristallen auftritt, schlug der Autor vor, die Ursache in einem Oberflächen-Energieniveau zu suchen. Zur Überprüfung wurde das Photostrommaximum bei 3,7 eV beim Einlassen von  $1,92 \cdot 10^{-2}$  Torr  $\text{O}_2$  in die Röhre beobachtet. Es fällt mit einer Zeitkonstante von einigen 10 s auf 20 % seines Wertes im Vakuum ab. Ein weiteres Maximum des Photostromes bei 4,2 eV, welches auf die Dissoziation von Excitonen zurückgeführt wird, fällt hierbei mit einer Zeitkonstante von etwa 5 min auf 50 % seines Anfangswertes ab. Das unterschiedliche Zeitverhalten wird als eine Bestätigung der gegebenen Deutungen angesehen.

Paulisch.

**10634 K. M. van Vliet, J. Blok, C. Ris and J. Steketee. Measurements of noise and response to modulated light of cadmiumsulphide single crystals.** Physica, s' Grav. **22**, 723—740, 1956, Nr. 8. (Aug.) (Amsterdam, Vrije Univ., Natuurkdg. Lab.) Vff. untersuchen die Stromschwankungen, welche bei Bestrahlung von photoleitenden Einkristallen von Cadmiumsulfid (mit und ohne Zusatz von Silber) mit einer Wolfram-Bandlampe im Frequenzbereich 1 bis  $10^6$  Hz auftreten.

Die für die Schwankungen erhaltenen Spektren gehen nicht mit dem Kehrwert der Frequenz, zeigen aber einige charakteristische Züge, die von den Versuchsbedingungen, insbesondere von der Bestrahlungsstärke, der Wellenlänge der einfallenden Strahlung und der Temperatur abhängen. Man erhielt ganz verschiedene Spektren, je nachdem, ob im Gebiet der Grundgitterabsorption (5100 Å) oder mit längeren Wellen eingestrahlt wurde. Messungen mit moduliertem Licht im Frequenzbereich 7 bis  $10^4$  Hz lassen darauf schließen, daß ein großer Teil der Schwankungen durch Änderung der Strahlungsquelle verursacht ist. Der andere Teil wird spontanen Schwankungen in der Häufigkeit von Rekombination und Einfangen von Elektronen zugeschrieben. Die Ergebnisse können durch die Ansätze einer früheren theoretischen Arbeit (K. M. VAN VLIET und J. BLOK Ber. S. 1400) in angemessener Weise gedeutet werden. G. Bauer.

**10535 M. S. Egorova and P. V. Meikliar.** *Photoelectric quantum yield in silver bromide crystals.* Soviet Phys. **3**, 4—9, 1956, Nr. 1. (Aug.) (Engl. Übers. aus: J. exp. theor. Phys., Moskau **30**, 60—67, 1956 (Jan.) (Molotov State Pedagog. Inst.) Die Quantenausbeute (Abspaltung von Elektronen je F-Zentrum) in Silberbromid wird bestimmt. Es wird gezeigt, daß man die Quantenausbeute verringert, wenn man die Konzentration der Elektronen-liefernden Zentren vermehrt. Bisher stehen keine Werte bei höheren Temperaturen zur Verfügung, weil bei diesen der Dunkelstrom beträchtliche Werte annimmt. Um diese Lücke auszufüllen, ist die vorliegende Arbeit ausgeführt worden. Es wird versucht, die obengenannte Abhängigkeit der Quantenausbeute zu erklären. Dabei wird angenommen, daß sich die Zentren wie Farbstoff-Moleküle verhalten, bei denen bei bestimmten Konzentrationen ebenfalls eine gegenseitige Beeinflussung beobachtet wird. Ebenso soll die Photoleitfähigkeit von der Konzentration der F-Zentren abhängen, indem diese durch die F-Zentren mehr oder weniger ausgelöscht wird.

Meidinger.

**10636 V. V. Gladkovskii and P. V. Meikliar.** *Dark conductivity of silver bromide crystals.* Soviet Phys. **3**, 676—682, 1956, Nr. 5. (Dez.) (Engl. Übers. aus: J. exp. theor. Phys., Moskau **30**, 833—839, 1956 (Mai.) (Vologod State, Pedagog. Inst.) Große Silberhalogenidkristalle zeigen in schwachen elektrischen Feldern Elektronenleitung. In starken elektrischen Feldern tritt Ionenleitung auf, wobei der Ionen-transport über Kristallfehler und an der Oberfläche stattfindet und zur Ausbildung von Dendriten führt. Werden die Kristalle belichtet, dann steigt zuerst ihre Leitfähigkeit und fällt dann wieder ab. Die Ergebnisse bei Belichtung des Kristalls sind abhängig von der Art des Mediums, in welchem sich der Kristall befindet (Vakuum,  $O_2$ ,  $H_2$ , Luft,  $H_2S$ , KOH).

Golling.

**10637 Ramón de Lucas Ortueta.** *Aplicaciones de la física de sólidos semiconductores y transistores. II. Semiconductores.* Rev. Cienc. apl. **10**, 422—431, 1956, Nr. 52 (Heft 5). (Sept./Okt.) Die Arbeit gibt einen Überblick über die physikalischen Grundlagen verschiedener Halbleiteranwendungen. Behandelt werden: HALL-Effekt, Thermistoranordnungen, Sperrschichtphotozellen, Gleichrichter, Kontaktpotentiale und die damit zusammenhängenden Effekte. v. Klitzing.

**10638 Eberhard Spenke.** *Durchlaß- und Sperreigenschaften eines p-i-Metall-Gleichrichters.* Z. Naturf. **11a**, 440—456, 1956, Nr. 6. (Juni.) (Pretzfeld, Siemens-Schuckertw. A.G., Lab. Pretzfeld.) Es werden die Durchlaß- und Sperreigenschaften eines hypothetischen p-i-Metall-Gleichrichters untersucht, also einer Struktur, in der ein hochdotiertes p-Gebiet in ein eigenleitendes i-Gebiet übergeht; das i-Gebiet wiederum ist mit einem Metall geeigneter Austrittsarbeit sperrfrei kontaktiert. Wenn man auch zunächst für einen derartigen Gleichrichter einen steilen  $e^{U/V}$ -Anstieg des Durchlaßstromes erwarten könnte, so zeigt die

genauere Diskussion, daß im günstigsten Falle der „Bahn“-Spannungsabfall im i-Gebiet auch nur einen  $e^{U/2V}$ -Gang des Durchlaßstromes zuläßt. Die Sättigungsstromdichte  $i_s$  in der Kennliniengleichung  $i = i_s (e^{U/2V} - 1)$  ist allerdings bei p-i-Metall-Strukturen mit dünner i-Schicht sehr groß, so daß ein solcher Gleichrichter sehr gute Durchlaßeigenschaften aufweisen würde. Bei großen Sperrspannungen dürfte allerdings schon vor dem Einsetzen von Gitter-Ionisations- oder ZENER-Effekten die Kennlinie einen OHMSchen Charakter annehmen, also relativ schlecht werden. p-i-Metall-Strukturen würden also gegebenenfalls als Hochstromgleichrichter in Betracht zu ziehen sein. (Zfg.)

Henker.

10639 A. Herlet. Das Verhalten von p-n-Gleichrichtern bei hohen Durchlaßbelastungen. Z. Naturf. **11a**, 497—509, 1956, Nr. 6. (Juni.) (Pretzfeld, Siemens-Schuckertw. AG., Lab.) Das Verhalten eines modellmäßig vereinfachten p-n-Gleichrichters bei hohen Durchlaßströmen, d. h. außerhalb des Gültigkeitsbereiches der SHOCKLEYSchen Theorie, wird untersucht. Es wird wesentlich beherrscht von einem „unbegrenzten“ Anwachsen beider Trägerkonzentrationen mit  $|\bar{i}|$  über die Dotierungskonzentration hinaus. Der Spannungsabfall über den Bahngebieten wächst daher nur mit  $|\bar{i}|$  während der Spannungsabfall über dem Raumladungsgebiet erwartungsgemäß den Grenzwert  $V_D$  anstrebt. Man erhält daher eine quadratische Strom-Spannungs-Charakteristik:  $i \sim (U - VD)^2$ . (Zfg.)

Henker.

10640 Ernst-Karl Aschmonelt. Die „Barrier“-Transistoren. Elektronik, München **5**, 241—242, 1956, Nr. 9. (Sept.)

V. Weidemann.

10641 M. Smollett and J. A. Jenkins. The lead sulphide photo-conductive cell. Electron. Engng **28**, 373—375, 1956, Nr. 343. (Sept.) Überblick über die Eigenschaften von PbS-Photowiderständen. Ihr spektraler Empfindlichkeitsverlauf, die Frequenzabhängigkeit, das erzielbare Signal-Rauschverhältnis bei verschiedenen Temperaturen usw. ist in Diagrammen dargestellt.

Leo.

10642 G. Blet. Recherches théoriques et pratiques sur les cellules photo-électriques à couche d'arrêt. X. La capacité interne des photopiles. Mes. Contr. **21**, 501—507, 1956, Nr. 230. (Juli.) Vf. untersucht die Kapazität von Selen-Sperrschichtphotoelementen durch Aufnahmen von Resonanzkurven sowie durch unmittelbare Messung der Impedanz. Eine an das Photoelement angelegte Gleichspannung (bis zu 0,5 V) ändert den Wert der Kapazität trägeheitslos; ähnliches Verhalten wird auch an Kupferoxydulgleichrichtern gefunden. Dagegen klingt eine als Folge von Bestrahlung auftretende Kapazitätsänderung, die mit einer etwas modifizierten Schaltung gemessen wird, erst nach Stunden völlig ab. Die Versuchsergebnisse werden qualitativ als Raumladungs-Effekte in der Sperrschicht bzw. deren Umgebung gedeutet, eine quantitative Behandlung wird in Aussicht gestellt.

G. Bauer.

10643 I. Epelboin et M. Froment. Sur le contrôle des conditions optima du polissage électrolytique des semi-conducteurs. Suppl. zu J. Phys. Radium **18**, 60A—61A, 1957, Nr. 3. (März.) (Paris, Fac. Sci., Lab. Phys.) Beim elektrolytischen Polieren von Halbleitern nach Verfahren, wie sie für Metalle angewendet werden, bereitet es Schwierigkeiten, exakt den Rauheitsgrad der Oberfläche zu bestimmen. Der bei Metallen durch Messung des Wechselstromwiderstandes der elektrolytischen Zelle ermittelte Poliergrad wird bei Halbleitern zweckmäßig mikroskopisch, durch Kontrastmessung im kohärenten polarisierten Licht bestimmt, wie durch Mikroaufnahmen belegt wird.

Weidel.

10644 K. Breitshwerdt, Th. Förster und A. Weller. Absorptionsspektroskopischer Nachweis der elektrolytischen Dissoziation angeregter Molekeln. Naturwissen-



schaften 43, 443, 1956, Nr. 19. (Okt.) (Stuttgart, T. H., Lab. phys. Chem. Elektrochem.) Obgleich aromatische Oxyverbindungen im angeregten Zustand wesentlich stärkere Säuren sind als im Normalzustand, bleibt das mit den üblichen Lichtintensitäten gemessene Absorptionsspektrum unverändert, da nach erfolgter Desaktivierung die abgespaltenen Protonen rasch wieder angelagert werden. Bei Anwendung genügend hoher Lichtintensitäten sollte es aber möglich sein, eine nachweisbare Konzentration der zusätzlich dissoziierten Anionen zu erhalten. Es wird ein solches Experiment bei einer  $10^{-4}$  molaren wäßrigen Lösung von 3-Oxypyren-5,8,10-trisulfonat mit einem pH-Wert von 5,5 beschrieben. Die veränderte Absorption zeigt eine deutliche Zunahme der Anionenkonzentration (von 2,2 % auf 4,5 %). Die Geschwindigkeitskonstante der Protonenanlagerungsreaktion ergab sich zu  $k = 10^{10} \text{ s}^{-1} \cdot \text{Liter} \cdot \text{mol}^{-1}$  (mittlere Lebensdauer der Anionen  $2 \cdot 10^{-5} \text{ s}$ ). Ähnliche Änderungen des Absorptionsspektrums wurden auch an einer methanolischen Lösung des gleichen Stoffes in Gegenwart von Formiatpuffer beobachtet.

Schwarz.

**10645 Hermann Hartmann und Karl Schölzel.** Gleichgewichte und kinetische Erscheinungen in den flüssigen ternären Systemen Au-Cd-Hg und Au-Zn-Hg. Z. phys. Chem. (NF) 9, 106—126, 1956, Nr. 1/2. (Okt.) (Frankfurt/M., Univ., Inst. phys. Chem.) In den verdünnten flüssigen Amalgamen Au-Cd-Hg und Au-Zn-Hg wurden mit Hilfe von EMK-Messungen an Amalgam-Konzentrationsketten die chemischen Aktivitäten des Cadmiums bzw. des Zinks ermittelt. Für die vorliegenden Bildungsgleichgewichte von AuCd und AuZn, deren Temperaturabhängigkeit ebenfalls untersucht wurde, wurde die Anwendbarkeit des Massenwirkungsgesetzes geprüft und die thermodynamischen Reaktionsgrößen bestimmt. Die zur Einstellung der Gleichgewichte führenden Reaktionen wurden als Vorgänge mit endlicher Geschwindigkeit erkannt und kinetisch analysiert. Die Bildung der Verbindung AuCd aus den Elementen, gelöst in Hg, verläuft nach einem Zeitgesetz zweiter Ordnung, während für die Dissoziation von AuCd, gelöst in Hg, ein solches erster Ordnung gültig ist. Die Aktivitäten von Cd und Zn in Hg werden durch Zusätze von Silber oder Kupfer nur sehr wenig beeinflusst.

Hartmann.

**10646 Karl Schölzel.** Thermodynamische und kinetische Untersuchungen an binären und ternären Amalgamsystemen. Diss. Goethe-Univ., Frankfurt a. M., 1954, D 30. Mit Hilfe von EMK-Messungen an Amalgam-Konzentrationsketten wurden die chemischen Aktivitäten des Cadmiums in verdünnten Amalgamen ermittelt. Für den Konzentrationsbereich von  $10^{-5}$  bis  $10^{-1}$  Gew. % Cd erfüllen die an binären Amalgamen gemessenen EMK-Werte in guter Näherung die NERNSTsche Gleichung  $E = RT/nF \cdot \ln (C_{\text{Cd}}/C_{\text{Cd}}^0)$ . Bei sehr hohen Verdünnungen ( $C_{\text{Cd}} < 10^{-5}$  Gew. %) treten dagegen beträchtliche Abweichungen von dieser einfachen Beziehung auf, die vermutlich durch eine Desorption des Cd von der Oberfläche ins Innere der Amalgamphase bedingt sind. In dem ternären Amalgam Au-Cd-Hg ist die Cd-Aktivität gegenüber dem binären Amalgam gleicher Konzentration stark erniedrigt. Der Aktivitätsverlauf, als Funktion der Cd-Konzentration, beweist die Existenz einer Verbindung AuCd, von der die Dissoziationskonstante und andere thermodynamische Größen berechnet wurden. Die Bildung der Verbindung AuCd aus den Elementen, gelöst in Hg, verläuft nach einem Zeitgesetz zweiter Ordnung, während für die Dissoziation ein solches erster Ordnung erfüllt ist. Aktivitätserniedrigungen des Cd in Hg durch Zusätze von Silber oder Kupfer treten nur bei wesentlich höheren Konzentrationen in geringerem Umfang auf.

Hartmann.

**10647 M. Sengupta.** A theory of strong electrolytes in solution based on a new statistics. II. Equilibrium phenomena: activity coefficients. Proc. nat. Inst. Sci.

India (A) **22**, 13—20, 1956, Nr. 1. (26. Jan.) (Calcutta, Sci. Coll., Dep. Phys. Chem.) Die Aktivitätskoeffizienten der drei einwertigen Elektrolyten KCl, RbCr CsCl und des unsymmetrischen Elektrolyten BaCl<sub>2</sub> wurden nach einer von DUTTA und SENGUPTA (Proc. nat. Inst. Sci. India, **20**, 1, 1954) angegebenen Methode berechnet, bei der eine neue Verteilungsfunktion an Stelle der BOLTZMANN-Statistik verwendet wird. Die wesentliche, hier eingeführte Modifikation der Methode, liegt in der Benutzung beider Lösungen der POISSONSchen Gleichung und in der Anbringung einer Korrektur für das Überlappen der Ionensphären bis zur zweiten Ordnung. Dies führt zu einer Ausweitung des Bereichs, in dem noch Berechnungen möglich sind. Die Übereinstimmung zwischen den berechneten und beobachteten Werten ist gut. (Zfg.) Hampel.

**10648 A. Guenthereschulze.** *Cathodic sputtering — an analysis of the physical processes.* Vacuum **3**, 360—374, 1953, Nr. 4. (Okt., erschienen Dez. 1955.) (Dresden, Tech. Univ., Elect. Engng Dep.) Zusammenfassender Bericht.

Güntherschulze.

**10649 N. D. Morgulis and V. D. Tishechenko.** *The investigation of cathode sputtering in the near threshold region. I.* Soviet Phys. **3**, 52—56, 1956, Nr. 1. (Aug.) (Engl. Übers. aus: J. exp. theor. Phys., Moskau **30**, 54—59, 1956, Jan.) (Kiev State Univ.) Die radioaktive Spurenmethode wird verwendet, um die Kathodenzerstäubung in der Nähe der Einsatzschwelle, d. h. für niedrige Aufprallenergie, zu untersuchen. Der Nachweis der Menge des zerstäubten Materials erfolgte durch Messung der Radioaktivität des Zerstäubungsniederschlags. Ergebnisse über die Zerstäubung von Kobalt (markiert mit dem radioaktiven Isotop <sup>60</sup>Co) durch Hg- und Ar-Ionen werden mit früheren Untersuchungen an thoriiertem Wolfram verglichen.

Bartholomeyczzyk.

**10650 Toshizo Nakaya.** *Influence of illumination from outside on an A-Hg discharge tube.* J. phys. Soc. Japan **11**, 1264—1284, 1956, Nr. 12. (Dez.) (Osaka Univ., Fac. Sci., Dep. Phys.) Die Zündspannung langer mit Argon und Quecksilberdampf gefüllter Entladungsröhren wird erheblich durch UV- oder sichtbare Strahlung kleiner Intensität erhöht, wenn die Hg-Konzentration und der Ar-Partialdruck genügend groß ( $> 2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ , bzw.  $> 1 \text{ Torr}$ ) sind. Der für die Bestrahlung empfindliche Teil des Entladungsrohres liegt auf der Anodenseite. Der Effekt der Zündspannungserhöhung hält noch mehrere Minuten bis zu Stunden besonders bei langen Entladungsröhren mit kalten Elektroden nach dem Abschalten der Bestrahlung an. Beimengung kleiner Mengen von Wasserstoff bringt den Effekt zum Verschwinden. Zur Deutung des Effektes führt Vf. die Hypothese ein, daß in einen bestimmten Bereich des Ar-Partialdruckes und der Hg-Konzentration metastabile Hg-Moleküle als hauptsächliche Ionenlieferanten zur Zündung der Glimmentladung unbedingt vorhanden sein müssen. Dazu werden die in Ar-Hg-Mischungen möglichen Ionisationsprozesse und die zur Bildung angeregter Hg<sub>2</sub>-Moleküle führenden Elementarprozesse im einzelnen diskutiert.

Bartholomeyczzyk.

**10651 D. P. Jatar and H. D. Sharma.** *Paschen's law for air under silent electric discharge.* J. sci. industr. Res. (B) **15**, 417—419, 1956, Nr. 8. (Aug.) (Saugar, Univ., Dep. Phys.) Durch Messung der Einsatzspannung der stillen elektrischen Entladung im pd-Bereich von 1—400 Torr · cm bei 50 Hz mit ebenen parallelen Glaselektroden wurde die Gültigkeit von PASCHENS Gesetz nachgewiesen.

Bartholomeyczzyk.

**10652 Luděk Pekárek and Oto Štirand.** *The energetic conditions in a striated electric discharge.* Czech. J. Phys. (tschech.) **6**, 364—375, 1956, Nr. 4. (Aug.) (Orig. russ. m. engl. Zfg.) (Prag, Czechosl. Acad. Sci., Inst. Phys.) Die energie-

tischen Verhältnisse bei der Bildung wandernder Schichten in Glimmentladungen durch Neon werden durch Messungen des Gradienten und der Lichtemission der positiven Säule in Abhängigkeit vom Druck und beim Übergang von wandernden Schichten in stationäre Schichten näher untersucht. (Auszug aus der engl. Zfg.) Bartholomeyczzyk.

**10653 Jiří Křacík.** *The complex conductivity of the plasma of a d. c. sustained arc discharge.* Czech. J. Phys. (tschech.) **6**, 376—389, 1956, Nr. 4. (Aug.) (Orig. engl.) (Prag, Tech. Coll., Dep. Phys.) Vf. leitet durch näherungsweise Lösung der BOLTZMANNschen kinetischen Gleichung des Plasmas einen Ausdruck für die komplexe Leitfähigkeit des Plasmas für kleine hochfrequente Ströme ab. Für zwei Frequenzen wurde mit der Drei-Voltmetermethode die komplexe Leitfähigkeit eines Kohlebogens für verschiedene Stromstärke gemessen und mit Hilfe der vorher entwickelten Theorie Plasmatemperatur und Elektronenkonzentration in Übereinstimmung mit den für Kohlebögen erwarteten Werten bestimmt. Bartholomeyczzyk.

**10654 Michel Bayet, Jean-Loup Delcroix et Jean-François Denisse.** *Théorie cinétique des plasmas homogènes faiblement ionisés. III. L'opérateur de collision dans le cas du gaz de Lorentz imparfait.* J. Phys. Radium **17**, 923—930, 1956, Nr. 11. (Nov.) (Toulouse, Fac. Sci.; Paris, Ecole Norm. Supér., Lab. Phys.; Paris, Obs., Sect. Astrophys.) Fortführung und Erweiterung theoretischer Untersuchungen über die Kinematik eines LORENTZ-Gases, wobei nun der Energieaustausch zwischen Elektronen und Molekülen in 1. Näherung, d. h. unter Berücksichtigung nur der dem Massenverhältnis der Elektronen und Moleküle  $m/M$  proportionalen Glieder, in die Rechnung mit einbezogen wird (unvollkommenes LORENTZ-Gas). Nur elastische Stöße werden berücksichtigt, alle übrigen Energieverluste des Elektronengases sind vernachlässigt. Die Wechselwirkung zwischen Elektronen und Molekülen wird nach klassischer Art durch ein zentrales Kraftgesetz beschrieben. Die so gewonnenen Zusatzglieder haben einen vernachlässigbar kleinen Einfluß auf die Relaxation des anisotropen aber bestimmen die Form des isotropen Teils der Geschwindigkeitsverteilungsfunktion der Elektronen  $f(v)$ . Die Eigenfunktionen des Stoßparameters  $I(f)$  werden bestimmt und die Rechenmethode zur Gewinnung der Funktionen  $f(v)$  und deren Eigenwerte werden angegeben. Die Resultate sollen in einem IV. Artikel auf den isotropen Teil der Geschwindigkeitsverteilungsfunktion der Elektronen angewandt werden. G. Müller.

**10655 Michel Bayet, Jean-Loup Delcroix et Jean-François Denisse.** *Théorie cinétique des plasmas homogènes faiblement ionisés. IV. Etude de l'évolution de la partie isotrope de la fonction de distribution.* J. Phys. Radium **17**, 1005—1009, 1956, Nr. 12. (Dez.) (Toulouse, Fac. Sci.; Paris, Ecole Norm. Supér.; Paris, Obs., Sect. Astrophys.) In diesem IV. Teil einer Reihe von Veröffentlichungen über theoretische Untersuchungen der Kinematik eines LORENTZ-Gases wird gezeigt, daß die Geschwindigkeitsverteilungsfunktion  $f(v)$  nach Abschalten des äußeren elektrischen Feldes ein „MAXWELLSches“ Glied mit der Molekültemperatur enthält, das in Abwesenheit des elektrischen Feldes allein stabil bleibt. Alle übrigen charakteristischen, „nicht-MAXWELLSchen“ Entwicklungsglieder fallen exponentiell mit der Zeit und mit einer Relaxationsfrequenz  $(m/M) \mu$  ab, wo  $\mu$  nur vom Kraftgesetz der Wechselwirkung Elektron—Molekül abhängt. Der Fall des Wechselwirkungsgesetzes  $r^{-5}$  wird speziell untersucht. Zum Schluß werden die Bedingungen für die Gültigkeit der verwandten Entwicklungen der Eigenfunktionen diskutiert und die Ergebnisse mit denen anderer Autoren verglichen. G. Müller.

**10656 J. Salmon.** *Etude des plasmas en régime transitoire.* J. Phys. Radium **17**, 931—933, 1956, Nr. 11. (Nov.) Theoretische Untersuchungen über den Bewegungszustand eines LORENTZ-Gases, bei dem die Elektronentemperatur über der



Molekültemperatur liegt, nach Abschalten des äußeren elektrischen Feldes. Unter der Voraussetzung konstant bleibender Stoßfrequenz ergeben sich folgende Resultate: 1. Beigleichförmiger Elektronendichte behält die anfänglich MAXWELLSche Geschwindigkeitsverteilung diese Form bei, jedoch mit einer mit der Zeit exponentiell abklingenden Temperatur. Der Begriff „MAXWELL-Verteilung“ kann daher auch auf diese nicht-stationären Vorgänge übertragen werden. 2. Bei nicht gleichförmiger Elektronendichte nimmt die Geschwindigkeitsverteilungsfunktion der Elektronen immer eine einfache Form an, wogegen die Diffusionsgleichung einen Diffusionskoeffizienten enthält, der ebenfalls von der Temperatur abhängt.  
G. Müller.

10657 G. M. Pateiuk. *An investigation of high-frequency discharge.* Soviet Phys. **3**, 14—18, 1956, Nr. 1. (Aug.) (Engl. Übers. aus: J. exp. theor. Phys., Moskau **30**, 12—17, 1956, Jan.) (Moscow State Univ.) Zündspannungen und Löschspannungen von hochfrequenten Entladungen durch Ar, Ne und H<sub>2</sub> als Funktion des Druckes und der Geometrie der Entladung wurden im Frequenzbereich von 57 bis 500 MHz gemessen.  
Bartholomeyczzyk.

10658 J. C. Devins. *Mechanism of ozone formation in the silent electric discharge.* J. electrochem. Soc. **103**, 460—466, 1956, Nr. 8. (Aug.) (Schenectady, N. Y., Gen. Elect. Co.) Die Kinetik der Ozonbildung wurde in einem Siemens-Ozonisator durch Bestimmung der Ozonkonzentration des genügend langsam abströmenden Gases durch Messung der Absorption der 2537 Å-Strahlung einer Hg-Lampe bei Drucken von 70—400 Torr und Temperaturen von —30 bis —100 °C untersucht. Die Ozonkonzentration wird durch die miteinander konkurrierenden Prozesse  $O + O_2 (+M) \rightarrow O_3 (+M)$  und  $O + O_3 \rightarrow 2O_2$  bestimmt. Das Verhältnis der Reaktionsgeschwindigkeiten und die Differenz der Aktivierungsenergien beider Prozesse entsprechen den von EUCKEN und PATAT bei der photochemischen Zersetzung von O<sub>2</sub> beobachteten Werten. Die Abhängigkeit der Ozonenkonzentration vom Druck legt den Schluß nahe, daß die ozonbildende Reaktion in dem untersuchten Druckbereich von einer Trimolekularen in eine Bimolekulare übergeht.  
Bartholomeyczzyk.

10659 F. Eckart und H. Rabenhorst. *Dielektrizitätskonstante von amorphem und kristallinem Selen bei 3,3 cm Wellenlänge.* Ann. Phys. Lpz. (6) **19**, 381—393, 1957, Nr. 6/8. (Berlin, Dtsch. Akad. Wiss.; Inst. Festkörperf.; Heinrich-Hertz-Inst. Schwingungsf.) Bei 3,3 cm Wellenlänge wurde die DK von Platten aus hochgereinigtem amorphem und polykristallinem Selen abhängig von der Bromdotierung und der Temperatur mit Hochraumresonator gemessen. Die DK-Werte des amorphen Selen liegen zwischen 6,3 und 6,6. Die Abweichung gegenüber dem optischen Wert 6,0 wird einem unvermeidbaren Gehalt an hexagonalem Selen zugeschrieben. Mit zunehmender Temperatur nimmt die DK ab, durchläuft bei beginnender Kristallisation ein Minimum und steigt dann auf den DK-Wert des hexagonalen Selen an, der unabhängig von der Bromdotierung bei Zimmertemperatur etwa 8,5 beträgt. Die Temperatur des DK-Minimums ist von der Bromdotierung abhängig und steigt mit dieser von 75 °C (ohne Brom) auf 102 °C (bei 0,012 Gew.-% Brom) an. Die Kristallisationsdauer der etwa 6 mm dicken Platten ist bis zu einem Bromgehalt von 0,006 Gew.-% konstant etwa 60 min, sinkt aber bei 0,008—0,012 Gew.-% auf nur ungefähr 12 min ab. Schwarz.

10660 A. Nisbet. *Electromagnetic potentials in a heterogeneous non-conducting medium.* Proc. roy. Soc. (A) **240**, 375—381, 1957, Nr. 1222. (11. Juni.) (Univ. Edinburgh, Dep. Math. Phys.) Ein schnell veränderliches elektromagnetisches Feld in einem stationären nicht leitenden Medium mit ortsvariablen  $\epsilon$ - und  $\mu$ -Tensoren läßt sich aus einem skalaren Potential und einem Vektorpotential  $\mathbf{A}$  herleiten. Wird die Eichbedingung  $(1/c) \dot{\psi} + \text{div}(\epsilon \cdot \mathbf{A}) = 0$  gewählt, so entstehen

getrennte Differentialgleichungen für  $\psi$  und für  $A$ . Zwei HERTZsche Vektoren können eingeführt werden, die ebenfalls getrennten Differentialgleichungen genügen. Bei isotropen Medien bestimmter spezieller Eigenschaften lassen sie sich bei Verwendung von krummlinigen Koordinaten auf zwei skalare Funktionen reduzieren, wobei die entstehenden Differentialgleichungen von zweiter Ordnung sind.

Kelbg.

**10661 Sir K. S. Krishnan and S. K. Roy.** *The Drude dispersion formula shown to be applicable to any medium irrespective of the polarization field.* Phil. Mag. (8) **1**, 926—933, 1956, Nr. 10. (Okt.) (New Delhi, Nat. Phys. Lab. Ind.) Es gibt zwei Möglichkeiten, die Dispersionsformel für ein dichtes Medium darzustellen. Die

erste Version hat bereits DRUDE angegeben:  $K_{\omega} - 1 = 4\pi \sum_{i=1}^n (a_i/\omega_i^2 - \omega^2)$ ,

mit  $K_{\omega}$  als Dielektrizitätskonstanten des Mediums bei der Frequenz  $\omega$ . Die  $a_i$  sind Größen, in welche Dichte, Masse und Oszillatorenstärke der Oszillatoren der Frequenz  $\omega_i$  eingehen. Dann ist die gegenseitige Beeinflussung der Oszillatoren, d. h. der Einfluß des Polarisationsfeldes, in den  $\omega_i$  und  $a_i$  automatisch berücksichtigt. Eine zweite Form der Dispersionsgleichung geht auf LORENTZ zurück. Hier wird das Polarisationsfeld explizit berücksichtigt und ergibt einen Faktor  $(K_{\omega} + 2)/3 = 1 + (4\pi/3) \chi_{\omega}$  mit  $\chi_{\omega}$  als Polarisation des Mediums pro Volum- und Feldeinheit, so daß die entsprechenden Größen  $a'_i$  und  $\omega'_i$  sich auf vom Polarisationsfeld unbeeinflusste Oszillatoren beziehen. Während man im ersten Fall die  $\omega_i$  und  $a_i$  der Beobachtung entnehmen kann, gilt das im zweiten Fall nicht mehr, vielmehr müßte man hier explizite Informationen über das Polarisationsfeld besitzen, die nicht den beobachteten Dispersionsdaten allein entnommen werden können. Vff. zeigen, daß DRUDES Formel auch dann gilt, wenn das auf einen Oszillator der Sorte  $i$  wirkende Polarisationsfeld, welches von der Gesamtheit der Oszillatoren  $j$ . Sorte verursacht wird, für alle  $i$  und  $j$  verschieden ist. Schließlich werden noch die Bedingungen angegeben, unter welchen sich die DRUDESche Formel in eine solche der LORENTZschen Form verwandeln läßt.

Oster.

**10662 Shoji Kojima, Kiyoe Kato and Shoichi Annaka.** *Radio frequency absorption in barium chlorate.* J. phys. Soc. Japan **11**, 805—806, 1956, Nr. 7. (Juli.) (Otsuka, Tokyo Univ. Educ.) Es wird über die Beobachtung von Absorptionslinien im Bereich zwischen 25 und 30 MHz beim Bariumchlorat berichtet. Es kann dabei einwandfrei nachgewiesen werden, daß diese Absorptionslinien auch bei nicht piezoelektrischen Substanzen auftreten. Bei normaler Temperatur wurde nur die dem Kernquadrupolmoment von  $^{35}\text{Cl}$  entsprechende Resonanzlinie entdeckt, aber keine „piezoelektrische“ Absorptionslinie. Nachdem die Probe auf etwa 150°C mehrere Stunden lang erhitzt wurde, verschwand die Quadrupollinie, und es trat dafür die sog. piezoelektrische Absorptionslinie auf. Das Gewicht der Probe wurde um 5 % vermindert. Da  $(\text{BaClO}_3)_2 \cdot \text{H}_2\text{O}$  bei Zimmertemperatur nicht piezoelektrisch ist und das DEBYE-SCHERRER-Diagramm zeigte, daß sich die Kristallstruktur durch Erhitzen nicht verändert hatte, folgte hieraus, daß die beobachteten Linien auch in nichtpiezoelektrischen Substanzen auftreten und wahrscheinlich auf gewisse Unregelmäßigkeiten im Kristallaufbau zurückzuführen sind. Beobachtungen an  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CaSO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$  und  $\text{SrCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  lieferten kein eindeutiges Ergebnis, da hier die Kristallstruktur durch Erhitzen verändert wurde.

. Bayer.

**10663 L. Jansen and A. D. Solem.** *Molecular theory of the dielectric constant of nonpolar gases.* Phys. Rev. (2) **104**, 1291—1297, 1956, Nr. 5. (1. Dez.) (College Park, Maryl., Univ., Inst. Molecul. Phys.) Der Einfluß von intermolekularen

Wechselwirkungen auf die Polarisierbarkeit eines Moleküls wird für rotations-symmetrische Molekeln theoretisch untersucht, ein Effekt, der auch zur Dichte-abhängigkeit der effektiven Polarisierbarkeit in der CLAUSIUS-MOSOTTischen Gleichung für Gase beitragen soll. Die benutzte HAMILTON-Funktion des Systems enthält die Wechselwirkungen von induzierten Dipolen und von permanenten und induzierten Quadrupolen. Der quantentheoretische Erwartungswert des induzierten Dipolmoments eines Moleküls wird in einer Störungsrechnung dritter Ordnung ermittelt, woraus ein Mittelwert über alle Orientierungen der Molekeln abgeleitet wird. Die allgemeinen Gleichungen für die Polarisierbarkeit enthalten Tensoren, welche die Dipol-Dipol-, Dipol-Quadrupol- und Quadrupol-Quadrupol-Wechselwirkung charakterisieren, und Funktionen der Ladungsverteilung im Molekül. Sie sind für schwere Edelgase näher diskutiert, deren Atome kugelsymmetrisch mit GAUSSscher Ladungsverteilung in radialer Richtung angenommen sind. Klages.

10664 Hans Jaffe, Don Berlincourt and J. M. McKee. *Effect of pressure on the Curie temperature of polycrystalline ceramic barium titanate*. Phys. Rev. (2) **105**, 57—58, 1957, Nr. 1. (1. Jan.) (Cleveland, Ohio, Clevite Res. Center.) Aus Messungen des Einflusses eines zweidimensionalen hydrostatischen Druckes  $P$  auf den CURIE-Punkt  $T_c$  einer polykristallinen  $BaTiO_3$ -Probe in Form einer Hohlkugel (äußerer Durchmesser 4,8 cm, Wandstärke 0,22 cm) folgt eine Zunahme von  $T_c$  mit  $P^2$  entsprechend einer Beziehung  $T_c = T_0 + 3,46 \cdot 10^{-16} P^2$ . Rudolph.

10665 Don Berlincourt and H. H. A. Krueger. *Dependence of the ratio of piezoelectric coefficients on density and composition of barium titanate ceramics*. Phys. Rev. (2) **105**, 56—57, 1957, Nr. 1. (1. Jan.) (Cleveland, Ohio, Clevite Res. Cent.) Für polykristalline keramische  $BaTiO_3$ -Proben nimmt das Verhältnis der piezoelektrischen Koeffizienten  $d_{33}/d_{31}$  mit dem Porositätsgrad  $\rho$  der Proben (gemessen für 0,5—10 %) von ca. —2,2 bis —2,6 zu; bei  $\rho \approx 8\%$  entspricht  $d_{33}/d_{31}$  etwa dem des Einkristalls. Ebenso wächst das Verhältnis  $d_{33}/d_{31}$  mit zunehmendem Gehalt an  $CaTiO_3$ . Rudolph.

10666 R. Pepinsky and F. Jona. *New ferroelectric crystal containing no oxygen*. Phys. Rev. (2) **105**, 344—345, 1957, Nr. 1. (1. Jan.) (University Park, Penn., Univ., Dep. Phys., X-Ray Cryst. Analys. Lab.)  $(NH_4)_2BeF_4$ -Kristalle, die mit  $(NH_4)_2SO_4$  bei Raumtemperatur isomorph sind, zeigen das Auftreten einer spontanen Polarisation  $P_s$  und einer ferroelektrischen Hysteresisschleife um  $-99^\circ$  bei Abkühlung und deren Verschwinden um  $-94,7^\circ$  bei Erwärmung. Unmittelbar über dem CURIE-Punkt weist eine doppelte Hysteresisschleife auf einen Übergang erster Ordnung hin. Bei  $-110,5^\circ$  ist  $P_s$   $19 \cdot 10^{-8}$  Coul/cm<sup>2</sup>. Das Koerzitivfeld ist bei dieser Temperatur nahezu 500 V/cm (bei einem angelegten Feld von 10 kV/cm); es erhöht sich bei  $-140^\circ$  auf ca. 10 kV/cm. Das Verhalten des  $(NH_4)_2BeF_4$  wird mit dem des ferroelektrischen  $(NH_4)_2SO_4$  verglichen. Rudolph.

10667 H. D. Megaw. *Crystallography of ferroelectric materials*. Acta cryst. **7**, 696, 1954, Nr. 10. (Okt.) (S. B.)

10668 G. H. Jonker and J. Volger. *Influence of crystal dimensions on the transitions of  $BaTiO_3$* . Acta cryst. **7**, 696, 1954, Nr. 10. (Okt.) (S. B.) Schön.

10669 N. D. Morgulis. *Ergebnisse und Aufgaben der Untersuchungen von Elektronen an Kathoden*. Bull. Acad. Sci. U.R.S.S. Sér. Phys. (russ.) **20**, 977—992, 1956, Nr. 9. (Sept.) (Orig. russ.)

10670 P. W. Timofejew. *Elektronenemission von komplexen Oberflächen*. Bull. Acad. Sci. U.R.S.S. Sér. Phys. (russ.) **20**, 993, 1956, Nr. 9. (Sept.) (Orig. russ.) H. Weidemann.



**10671 D. L. Goldwater and W. E. Danforth.** *Thermionic emission constants of iridium.* Phys. Rev. (2) **103**, 871—872, 1956, Nr. 4. (15. Aug.) (Swarthmore, Penn., The Franklin Inst., Bartol Res. Found.) An dünnen Iridium-Bändern wurden in einer Diode mit Schutzringanoden SCHOTTKY-Kurven aufgenommen. Unter Berücksichtigung des ungleichmäßigen Feldes an der Kathode infolge der Bandform wurde die Stromdichte im feldfreien Zustand durch Extrapolation bestimmt und nach dem RICHARDSON-Verfahren die Emissionskonstanten ermittelt. Ein Reflexionskoeffizient und eine Temperaturabhängigkeit der Austrittsarbeit wurden nicht berücksichtigt. Die Temperatur wurde pyrometrisch gemessen und mit der experimentell gefundenen spektralen Emissionszahl  $\epsilon_\lambda = 0,33$  bei  $\lambda = 0,65 \mu$  korrigiert. — Das Emissionsverhalten entspricht dem an Platin gefundenen. Die anfangs gemessenen Werte liefern eine sehr hohe A-Konstante, sowie eine zu hohe Steilheit der SCHOTTKY-Kurven, die auf Oberflächen-Adsorptionsschichten deuten. Nach längerem Glühen bei 2250 °K sanken sowohl die Neigung der SCHOTTKY-Kurven, wie auch der Wert der A-Konstante etwa auf die theoretisch erwarteten Werte. Es wurden gemessen  $A = 170 \text{ Amp.-cm}^{-2} \text{ Grad}^{-2}$  und  $\phi = 5,40 \text{ eV}$ .  
Paulisch.

**10672 G. S. Higginson.** *The effect of sulphur and oxygen on the electrical properties of oxide-coated cathodes.* Brit. J. appl. Phys. **8**, 148—149, 1957, Nr. 4. (Apr.) (Univ. Coll. North Staffords., Phys. Dep.) Die Emissionsfähigkeit und die Leitfähigkeit von Barium-Strontium-Oxyd-Kathoden wurden durch die Einwirkung von Schwefel stärker gemindert als durch die von Sauerstoff. Bei 500—700 °K blieb die Vergiftung, bei 900—1200 °K erholte sich die Kathode im Laufe etwa einer Stunde.  
Heilig.

**10673 Tetsuji Imai and Isao Mitsufuji.** *On the release of alkaline earth metals by the electron dissociation of oxide films evaporated from the oxide coated cathodes.* J. phys. Soc. Japan **12**, 105—106, 1957, Nr. 1. (Jan.) (Tokyo, Elect. Comm. Lab., Nippon, Telegr. a. Teleph. Public Corp.)  
V. Weidemann.

**10674 H. Raether.** *L'émission d'électrons par les surfaces métalliques à la suite d'un traitement mécanique.* J. Chim. phys. **54**, 48—53, 1957, Nr. 1. (Jan.) (Hamburg, U., Inst. Angew. Phys.) Zusammenfassender Bericht über die vom Vf. und Mitarbeiter bisher veröffentlichten Arbeiten: LOHFF und RAETHER; Ber. 35, 149, 1956 u. Z. Phys. **142**, 310, 1955; LOHFF, Ber. 35, 2172, 1956. Methfessel.

**10675 Fritz Enkel.** *Über den Informationsgehalt der Geräuschaute.* Nachrichtentech. Z. **9**, 493—498, 1956, Nr. 11. (Nov.) Vf. untersuchte experimentell den Informationsgehalt der Geräuschaute. Dazu wurden auf Band gesprochene Prüftexte (Logatome) mittels Hoch- und Tiefpas ( $f_g > 4500$  bzw.  $< 1000 \text{ Hz}$ ) mit guter Näherung in Konsonanten und Vokale zerlegt. (Von den Konsonanten wurde nur der Geräuschteil über 4500 Hz übertragen.) Sodann wurde die Wiedergabegeschwindigkeit des Bandes geändert. Es zeigte sich, daß bei Abweichungen von 10—12 % von der normalen Geschwindigkeit die Stimme des Sprechers nicht mehr wiedererkannt wird. Werden allein die Konsonanten der Geschwindigkeitstransformation unterworfen, sind die zulässigen Abweichungen erheblich größer. Weitere Versuche erstreckten sich auf den synthetischen Aufbau der Geräuschaute aus Farbrauschen (Vocoder-Prinzip). Es ergab sich, daß die Sprachlaute stark redundant sind. Geräuschaute mit breitem Spektrum lassen sich auch noch aus kleinen Restspektren erkennen.  
Kallenbach.

**10676 J. Cauchols.** *Sur quelques aspects de la détection du point de vue de l'information.* Ann. Radioélect. **11**, 308—316, 1956, Nr. 46. (Okt.) Vf. beschränkt sich in seiner Arbeit auf die Betrachtung amplitudenmodulierter Signale. Um das Maximum an Information aus dem amplitudenmodulierten Signal heraus-

zuholen, ist es erforderlich, die Phasenlage des Trägers zu berücksichtigen. Bei der üblichen Gleichrichtung, bei der die Einhüllende des modulierten Trägers gebildet wird, geht ein Teil der Information verloren. Auf diesen Umstand hatte bereits BELLECISZE 1932 hingewiesen. Er empfahl daher das „Synchrondyne“-Verfahren. Als Maß für die Güte eines Empfängers schlägt Vf. den „Informations-Nutzeffekt“ (rendement d'information) vor, der als das Doppelverhältnis  $N_a/S_a : N_e/S_e$  definiert wird ( $N_e, N_a$  = Nutzsignalleistung am Eingang, bzw. Ausgang des Empfängers,  $S_e, S_a$  die entsprechende Störsignalleistung im Durchlaßbereich des Filters). Zum Schluß geht der Vf. auf die Autokorrelationsmethode bei Pulsempfängern ein. Kallenbach.

10677 H. P. Kramer and M. V. Mathews. *A linear coding for transmitting a set of correlated signals*. Trans. Inst. Radio Engrs. N. Y. **IT-2**, 1956, Nr. 3, (Sept.) S. 44—46. (S. B.) (Murray Hill, N. J., Bell Teleph. Labs., Inc.) Da z. B. bei einem Vocoder die Signale in den verschiedenen Kanälen weitgehend korreliert sind, muß eine Kodierungsmöglichkeit vorhanden sein, die diese Korrelation aufhebt und zu einem größeren Informationsfluß führt. Vff. beschreiben einen solchen Kode, der die ursprünglich korrelierten Signale in andere derart transformiert, daß im wesentlichen nur die Differenzen übertragen werden. Dem entspricht im  $n$ -dimensionalen Nachrichtenraum eine Drehung des Koordinatensystems derart, daß die neue  $x_1$ -Achse möglichst günstig — im Sinne des mittleren Abweichungsquadrates — durch die Bahn des Nachrichtenpunktes hindurchgeht. Bei der Beschränkung auf  $m$  Kanäle hat man damit ein Optimum erreicht, während im Fall der Beibehaltung von  $n$  Kanälen der Informationsgehalt der übertragenen Nachrichten gesteigert werden kann. Dem entspricht beim Vocoder entweder die Übertragung von Sprache fast unverminderter Qualität über weniger Kanäle oder die Übermittlung von Sprache höherer Qualität über die gleiche Kanalzahl. V. Weidemann.

10678 Saburo Muroga. *On the capacity of a discrete channel. II. Mathematical expression of the capacity of a noisy channel which is expressible by corresponding two multi-state diagrams*. J. phys. Soc. Japan **11**, 1109—1120, 1956, Nr. 10. (Okt.) (Elect. Commun. Lab.) In einer früheren Arbeit (Ber. 35, 220, 1956) hatte Vf. die Kapazität eines diskreten, gestörten Kanals berechnet, über den einzelne Zeichen unabhängig voneinander gesendet werden. Die Störanfälligkeit wurde dabei durch die Matrix  $p_{ij}$  beschrieben, die angibt, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein als  $i$  ausgesandtes Symbol als  $j$  empfangen wird. In dem vorliegenden zweiten Teil wird die Theorie erweitert, indem dem Übertragungssystem Beschränkungen hinsichtlich der zugelassenen Zeichenfolge auferlegt werden und das System durch ein MARKOFF-Geräusch gestört ist. Eine für die Rechnung geeignete Darstellung ergibt sich durch Korrelation zweier Zustandsdiagramme (für die Sender- und Empfängerseite). Für die Berechnung der Kapazität eines solchen Kanals wird ein System von fünf Gleichungen angegeben. An einem verhältnismäßig einfachen Beispiel (vier Symbole mit zwei verschiedenen Übertragungszeiten) werden die allgemeinen Formeln erläutert und die Kapazitäten für den gestörten und ungestörten Kanal errechnet. Kallenbach.

10679 Claude Cardot. *Application de la théorie des treillis distributifs à l'étude de la distribution des programmes par télécommande*. Rev. gén. Élect. **66**, 27—39, 1957, Nr. 1. (Jan.) V. Weidemann.

10680 Maurice du Mesnil. *Installation d'une batterie d'arrivée en commutation télégraphique*. Ann. Télécomm. **12**, 120—125, 1957, Nr. 4. (Apr.) Beggerow.

10681 Hans Wilhelmsson. *The interaction between an obliquely incident plane electromagnetic wave and an electron beam. I*. Chalmers tek. Högsk. Handl. 1954. Nr. 155, 31 S. (Göteborg, Chalmers Univ. Technol.) Die Wechselwirkung

zwischen einem schnellen Elektronenstrahl kreisförmigen Querschnitts und einer unter schrägem Winkel einfallenden elektromagnetischen Welle wird theoretisch untersucht. Der Elektronenstrahl ist hierbei von einem dielektrischen Medium umgeben, um die Axialkomponente der Fortflanzungsgeschwindigkeit der ebenen Welle so weit herabzusetzen, daß sie in die Größenordnung der mittleren Geschwindigkeit des Elektronenstrahles kommt. Hierbei zeigt sich, daß sich der Elektronenstrahl wie ein metallischer Reflektor benimmt, sobald die axiale Phasengeschwindigkeit der einfallenden Welle gleich der Geschwindigkeit des Elektronenstrahles wird. Die Berechnung erfolgt nach makroskopischen Gesichtspunkten. Es wird an Stelle des Elektronenstrahles ein Gleichstrom konstanter Dichte und unendlicher Länge über den Strahlquerschnitt angenommen sowie ein fokussierendes axiales Magnetfeld, das Oszillationen der Elektronen verhindern soll. Es werden zwei Fälle behandelt: (a) Der elektrische Vektor der einfallenden Welle steht senkrecht auf dem Elektronenstrahl. (b) Der magnetische Vektor steht senkrecht. Die allgemeine Lösung für eine willkürlich einfallende Welle ergibt sich aus der Superposition der beiden Teillösungen (a) und (b). In der reflektierten sowie in der in den Strahl eindringenden Welle treten dabei E- und H-Moden auf. Die Kopplung zwischen den Moden, die für senkrechten Einfall und dann, wenn der Strahl im Vakuum läuft, verschwindet, wird untersucht. Die Amplitudenkoeffizienten zeigen ein Resonanzverhalten in Abhängigkeit von der Strahlgeschwindigkeit. Zum Schluß wird der Einfluß eines relativistischen Korrektionsgliedes diskutiert

Bayer.

**10682 Hans Wilhelmsson.** *On the reflection of electromagnetic waves from a dielectric cylinder.* Chalmers tek. Högsk. Handl. 1955, Nr. 168, 17 S. (Gothenburg, Chalmers Univ. Technol.) Die vorliegende Arbeit hat den Zweck, zu zeigen, daß das allgemeine Problem der Reflexion einer ebenen elektromagnetischen Welle schräger Inzidenz an einem dielektrischen Zylinder kreisförmigen Querschnitts mathematisch streng lösbar ist. Die Lösung wird für den magnetischen und elektrischen Feldvektor einer einfallenden Welle durchgeführt, wobei die Polarisationsrichtung in beiden Fällen senkrecht zur Oberfläche des dielektrischen Zylinders angenommen wird. Die allgemeine Lösung bei willkürlicher Polarisation ergibt sich aus der Superposition dieser zwei Lösungen. In der reflektierten Welle und bei dem in den Zylinder eindringenden Anteil entstehen in beiden Fällen E- und H-Moden. Die Kopplung zwischen den beiden Moden wird untersucht. Sie verschwindet für den Fall senkrechter Inzidenz

Bayer.

**10683 Robin I. Primich.** *A semi-infinite array of parallel metallic plates of finite thickness for microwave systems.* Trans. Inst. Radio Engrs. N. Y. MTT-4, 156—166, 1956, Nr. 3. (Juli.) (Ottawa, Can., Def. Res. Board.) Die Arbeit befaßt sich theoretisch und experimentell mit einer Anordnung aus ebenen, zueinander parallelen Metallplatten endlicher Dicke, die für die Konstruktion von „Mikrowellenlinsen“ von Bedeutung sind. Um eine mathematische Theorie entwickeln zu können, wird das Problem in der Weise idealisiert, daß die Gesamtheit der Platten den unendlichen Halbraum einnimmt. Die Zwischenschichten sind mit Dielektrikum ausgefüllt. Die ebene Welle tritt normal zur Oberfläche des Halbraumes in der Weise ein, daß der E-Vektor parallel zu den Plattenkanten läuft. Der Abstand der einzelnen Platten voneinander ist ein solcher, daß nur Wellen im  $H_{01}$ -Modus sich zwischen ihm fortpflanzen können. Mit Hilfe einer Variationsmethode ist es möglich, Durchlässigkeit und Reflexion der Schicht zu ermitteln. Die komplexe Brechungskoeffizient wird berechnet und die Ergebnisse werden in Kurven dargestellt, wobei experimentelle Vergleichspunkte eingetragen sind. Hierbei sieht man, daß der Betrag des Reflexionskoeffizienten mit kleiner werdendem  $a/b$  ( $a$  = Dicke des Dielektrikums;  $b$  = Dielektrikums- + Platten-



dicke) abnimmt, während sich der Phasenwinkel umgekehrt verhält. Die experimentellen Ergebnisse wurden für Wellenlängen von 8,0 bis 11,0 cm erhalten.

Bayer.

**10684 J. Mével.** *Un dispositif pour l'étude expérimentale de la diffraction des ondes centimétriques.* Suppl. zu J. Phys. Radium **18**, 45A—53A, 1957, Nr. 3. (März.) (Rennes, Fac. Sci.) Die Arbeit enthält eine ausführliche Beschreibung einer universell verwendbaren Meßanordnung zur Untersuchung von Beugungserscheinungen im 24 GHz-Bereich; sie umfaßt ein fein einstellbares mechanisches System hoher Stabilität, eine Senderanordnung (Klystron 2K33, 40 mW) mit Richtungskoppler, Abschwächer, Anpassungsmeß- und Regelanordnung sowie Hornstrahler, ferner eine Empfangsanordnung, die in jedem Punkt des erzeugten Feldes Amplitude und Phasenlage zu messen erlaubt. Das Klystron erhält hochstabilisierte Speisespannungen zugeführt und ist in üblicher Weise rechteckmoduliert (1000 Hz); die Rechteckspannung wird aus einem Doppel-T-Brückenoszillator mit nachgeschalteten Übersteuerungsverstärkern gewonnen und ist in der Frequenz bzw. der Amplitude sehr konstant ( $10^{-3}$  bzw.  $10^{-2}$ ). Empfangsseitig wird je nach Aufgabenstellung eine Spezialsonde oder ein Hornstrahler mit eindeutiger Polarisationsrichtung verwendet; der angepaßte Kristalldetektor (1N26) arbeitet auf einen Schmalbandverstärker (15 Hz Bandbreite, max. Verstärkung  $4 \cdot 10^5$ ), an den ein Anzeigelinstrument bzw. ein Registriergerät mit synchronem Antrieb des Papierstreifens und der Meßantenne angeschlossen werden kann. — Die angewandten Verfahren zur Amplituden- und Phasenmessung sowie die Probleme der Eichung und der Kontrolle der Apparatur werden erläutert. Nach einem Abschnitt, in dem einige technische und verfahrensmäßige Einzelheiten kurz behandelt sind, werden abschließend einige Meßergebnisse mitgeteilt (Strahlungsdiagramme, Beugungserscheinungen an leitenden Kugeln).

K. H. Fischer.

**10685 P. H. Vartanian and E. T. Jaynes.** *Propagation in ferrite-filled transversely magnetized waveguide.* Trans. Inst. Radio Engrs., N. Y. **MTT-4**, 140—143, 1956, Nr. 3. (Juli.) (Mountain View, Calif., Electron. Defense Lab.; Stanford, Calif., Univ.) In der Arbeit wird eine Theorie der Wellenfortpflanzung in einem rechteckigen Hohlleiter gegeben, dessen Innenraum vollständig mit Ferrit ausgefüllt und einer Magnetisierung parallel zur Schmalseite des Hohlleiters in X-Richtung und senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung ausgesetzt ist. Ausgehend von den MAXWELLSchen Gleichungen für den ferritgefüllten Hohlleiter werden vier streng gültige, nichtlineare algebraische Gleichungen entwickelt, die das Problem charakterisieren und aus denen die numerische Lösung direkt erhältlich ist. Es zeigt sich, daß im Falle des magnetisierten Ferrit-Innenraumes im allgemeinen keine reinen TE- oder TM-Moden existieren. Infolge des Rotationseffektes erzeugen z. B. die transversalen magnetischen Felder bei den TM-Moden auch longitudinale Feldanteile, so daß reine TM-Moden nicht mehr zu erwarten sind. Lediglich wenn die X-Abhängigkeit gleich 0 ist, erlauben die MAXWELLSchen Gleichungen die Existenz von reinen TE-Moden. Die sich ergebenden Moden besitzen Feldverteilung und Fortpflanzungskonstante, die Funktionen der Magnetfeldstärke des angelegten Feldes sind.

Bayer.

**10686 H. E. M. Barlow.** *Hall effect and its counterpart, radiation pressure, in microwave power measurement.* Proc. Instn elect. Engrs (C) **104**, 35—42, 1957, Nr. 5. (März.) Monogr. Nr. 191 R, Aug., 1956. (London, Univ. Coll., Elect. Engng.) Mit Hilfe dünner Halbleiterscheiben lassen sich auf Grund des in ihnen auftretenden HALL-Effekts (Ber. **35**, 824, 1956) Leistungsmessungen in Mikrowellen-Hohlleitern ausführen. Die dabei an den Sonden auftretenden Kräfte in Größenordnung  $10^{-5}$  dyn/Watt werden vom Autor zum HALL-Effekt in Beziehung gesetzt. Die Natur der HALL-Spannung und dieser Kräfte bei 4000 MHz wird zahlenmäßig abgeleitet und zwischen ihnen eine enge Verkettung gefunden.

Damit ist es möglich, den Anteil des HALL-Effekts, der von Leitungsströmen herrührt, von dem durch Verschiebungsströme verursachten auf einfache Weise zu trennen und so Aufschlüsse über charakteristische Eigenschaften von Halbleitern und Dielektrika zu gewinnen.

Weidel.

**10687 A. P. King and E. A. Marcanti.** *Transmission loss due to resonance of loosely-coupled modes in a multi-mode system.* Bell Syst. tech. J. **35**, 899—906, 1956, Nr. 4. (Juli.) Es wird gezeigt, daß in einem Hohlleiter-Übertragungssystem die spurenweise Anwesenheit von höheren Nebenmoden beträchtliche Verluste hinsichtlich der Fortpflanzung des Hauptmodus hervorrufen kann, wenn ein Abschnitt vorhanden ist, in dem für irgendeinen Nebenmodus Resonanz eintritt. Dieser Effekt kann auch dann auftreten, wenn die Modenumwandlung gering ist und der Hohlleiter nur allmählich zu einem Querschnitt überführt wird, in dem mehr als ein Modus existieren kann. Da im allgemeinen eine Resonanzbedingung für mehrere Moden nicht gleichzeitig erfüllt wird, so wird der Hauptmodus jeweils nur mit einem höheren Modus in Wechselwirkung treten. Theoretisch kann das Problem daher im Resonanzfall so aufgefaßt werden, als ob zwei gekoppelte Übertragungsleitungen vorhanden sind, deren eine den Hauptmodus und deren andere den Nebenmodus fortleitet. Auf diese Weise wird der Übertragungsverlust für den Hauptmodus als Funktion des Umwandlungskoeffizienten und der Schwächung der Moden durch den umgebenden Leiterraum berechnet. Die Theorie wird gegeben und gezeigt, daß sie in guter Übereinstimmung mit dem Experiment steht. Die Rechnungen gelten für eine Übertragungsleitung für den  $H_{01}$ -Modus, die in einen solchen Abschnitt überführt wird, in dem auch der  $H_{02}$ -Modus noch fortgeleitet wird. In einem Breitbandsystem können die Verluste möglichst klein gehalten werden, indem man für hohe Schwächung und niedrige Umwandlungskoeffizienten beim Nebenmodus sorgt.

Bayer.

**10688 A. Turski.** *Calculation of losses in smooth walls of circular wave guides on the basis of Maxwell's equations.* Archiw. Elekt. (poln.) **5**, 567—589, 1956, Nr. 3. (Orig. poln. m. engl. Zfg.) Es wird eine Näherungstheorie entwickelt, um Ausdrücke für die Wandverluste in Hohlleitern endlicher Leitfähigkeit herzuleiten. Die Methode, die sich durch Anwenden der MAXWELLSchen Gleichung auf das Näherungsproblem ergibt, ist für Hohlleiter kreiszylindrischen Querschnitts anwendbar und gestattet eine Berechnung des Feldes im Hohlleiter und in den Wandungen. Die allgemeinen für alle Wellentypen im kreiszylindrischen Hohlleiter gültigen Ausdrücke werden angegeben und die Dämpfungskonstanten mit ihrer Hilfe hergeleitet.

Bayer.

**10689 P. Szulkin.** *The excitation of a cavity resonator by a density-modulated electron beam passing through the entire resonator cross-section.* Archiw. Elekt. (poln.) **5**, 149—208, 1956, Nr. 1. (Orig. poln. m. russ. u. engl. Zfg.) Es wird angenommen, daß der den Hohlraum anregende dichtemodiulierte Elektronenstrahl gleichen Querschnitt wie der Resonator besitzt. Die Dämpfung wird vernachlässigt. Es soll untersucht werden (a) um wieviel % die Resonanzfrequenz durch Anwesenheit des Elektronenstrahls verschoben wird; (b) welche Faktoren die Amplitude der erzwungenen Hohlraumschwingung beeinflussen. Eine allgemeine inhomogene Differentialgleichung der erzwungenen Schwingungen wird für das Skalarpotential  $\Phi$  und das Vektorpotential  $A$  eingeführt, mit deren Hilfe sich die gesuchten Werte als Funktionen der anregenden Raumladungen und Ströme finden lassen. Aus den Potentialfunktionen ergeben sich die Feldkomponenten, während sich die Verstimmung des Hohlraumes nach Einführung der Grenzbedingungen aus einer homogenen DGL. finden läßt. Die Ergebnisse sind: (a) Die Frequenzverstimmung beträgt 5 %. (b) Die Amplituden werden beeinflußt 1. vom Modulationsgrad des Strahles, 2. von der mittleren Stromdichte  $i_0$ , 3. von der mittleren Elektronengeschwindigkeit  $v_0$ , 4. vom Schwingungsmodus ( $m, n$ ),

5. vom Verhältnis  $l/\lambda$  [ $l$  = Resonatorlänge,  $\lambda$  = Wellenlänge des modulierten Strahles]. Amplitudenänderungen, die infolge von Übergängen zwischen den Schwingungsmoden ( $m, n \rightarrow m', n'$ ) auftreten, werden diskutiert. Für alle Moden — außer dem Grundmodus — existieren kritische Werte  $l/\lambda_0$ , bei denen die Anregung des Resonators nicht möglich ist. Bayer.

**10690 W. M. Haywood.** *A method of tuning resonant cavities.* Electron. Engng **28**, 395—397, 1956, Nr. 343. (Sept.) Es wird eine neuartige Methode zur Abstimmung von Resonanzhöhlräumen im Mikrowellenbereich über eine Bandbreite von etwa 1 % beschrieben. Die Methode ist vor allem für die Abstimmung evakuierter Hohlräume gedacht, wie sie z. B. in Klystrons eingebaut sind. Diese Abstimmung wurde bisher meist auf induktivem Wege vorgenommen, und zwar durch Einführen einer Schraube in den Hohlraum. Eine diese Schraube umgebende zusammendrückbare Dose sicherte dabei den Erhalt des Vakuums. Dieser Vakuumschutz verhindert aber einerseits ein Ausheizen des Rohres bei hoher Temperatur und neigt andererseits zu Undichtigkeiten. Bei der neuen Methode findet die Abstimmung außerhalb des evakuierten Raumes statt. Zu diesem Zweck wird ein Glasdom vakuumdicht einige mm in den Hohlraum eingeführt. In diesem Glasdom bewegt sich der Abstimmkolben. Ein Nachteil der Anordnung ist die Verringerung des Hohlraumnebschlußwiderstands bei Einführung des Glasdoms und die damit verbundene Herabsetzung des Q-Wertes und der Röhrenleistung. Auch wird die Resonanzfrequenz etwas verschoben. Bei Wahl einer speziellen, besonders geeigneten Glassorte können diese Effekte aber sehr klein gehalten werden. Es wurde erprobt, daß der Glasdom ohne Beschädigung zwei Tage lang eine Ausheizungstemperatur von 450 °C ertragen konnte. Auf diese Weise konnte im Rohr ein Endvakuum von  $5 \cdot 10^{-7}$  Torr erzielt werden. Über die Konstruktion der Abstimmvorrichtung und Meßergebnisse wird berichtet. Bayer.

**10691 M. Y. El-Ibiary and J. Brown.** *The use of lossy material to suppress unwanted modes in cavity resonators* Proc. Instn elect. Engrs (C) **104**, 25—34, 1957, Nr. 5. (März.) Monogr. Nr. 190 R, Aug. 1956. (Cairo Univ., Elect. Engng Dep.; London, Univ. Coll., Elect. Engng Dep.) Um eine möglichst hohe Kreisgüte zu erzielen, kann man kreisrunde zylindrische Hohlraumresonatoren z. B. mit dem Schwingungstyp  $H_{01n}$  betreiben. Der Frequenzbereich des Hohlraumes wird dadurch eingeschränkt, daß bei Anpassung noch andere Wellentypen der Frequenz der  $H_{01n}$ -Welle auftreten. Vff. untersuchen theoretisch und experimentell, wie und in welchem Maße durch Einfügung einer mit gedämpftem Material gefüllten Ringnute zwischen Zylinderwand und Kolben diese unerwünschten Wellentypen unterdrückt werden können. Der Einfluß der Abmessungen der Ringnut auf die Dämpfung der verschiedenen  $H_{lmn}$ -Wellentypen, wenn diese Nut mit Luft oder verschiedenen Dämpfungssubstanzen ganz oder teilweise gefüllt ist, wird an Hand eines Ersatzschaltbildes abgeleitet und mit Meßwerten verglichen. Durch Anordnung von derartigen Dämpfungsringen an bestimmten, rechnerisch zu ermittelnden Stellen des Hohlraumresonators kann jeder beliebige, störende Wellentyp unterdrückt werden. Weidel.

**10692 Peter D. Strum.** *A note on noise temperature.* Trans. Inst. Radio Engrs, N. Y. **MTT-4**, 145—151, 1956, Nr. 3. (Juli.) (Needham Heights, Mass., Ewen Knight Corp.) Es werden Ausdrücke zur Ermittlung der effektiven Rauschtemperatur für den Ausgangswiderstand eines verlustbehafteten Netzwerkes beliebiger Temperatur gegeben, an das eine oder mehrere Widerstandslasten von beliebiger Temperatur angeschlossen sind. Die effektive Rauschtemperatur liegt dann zwischen der höchsten und der niedrigsten Rauschtemperatur der einzelnen Lasten. Sie wird bestimmt durch die Verluste zwischen den Ausgangsklemmen



und durch die Belastungen. Es wird gezeigt, daß man die Bestimmung der effektiven Rauschtemperatur eines Gasentladungsrauschgenerators über einen weiten Frequenzbereich auf dem Wege über eine einfache Verlustmessung erhalten kann. Um in Radaranlagen ein Minimum an Rauscheffekten zu erzielen, muß der Beitrag des Kristallmischgliedes und des Gasentladungsduplexers beobachtet werden. Der Einfluß der galaktischen Strahlung ist ein solcher, daß günstigste Rauschfaktoren im Bereich zwischen 200 und 600 MHz erzielt werden.

Bayer.

**10693 A. G. Bose and S. D. Pezaris.** *A theorem concerning noise figures.* Trans. Inst. Radio Engrs, N. Y. CT-3, 190—196, 1956, Nr. 3. (Sept.) (Cambridge, Mass. Inst. Technol., Dep. Elect. Engng, Res. Lab. Elect.) Die Grenze für die Verstärkung schwacher Signale ist durch das Eigenrauschen des Verstärkers gegeben und läßt sich durch einen „Rauschwert“ (noise figure) kennzeichnen. Bei einem einstufigen Verstärker gibt es eine optimale Kopplung zwischen Signalquelle und Röhre, bei der der Rauschwert ein Minimum wird. Bei mehrstufigen Verstärkern, bei denen die Rauschspannungen unter Umständen auf mehreren Übertragungswegen an den Ausgang gelangen, könnte grundsätzlich die Möglichkeit bestehen, durch geeignete Kopplung zwischen den Röhren eine mehr oder weniger starke Auslöschung der Rauschspannungen und damit einen niedrigeren Rauschwert zu erreichen. Vff. zeigen, daß unter Voraussetzung einiger sehr allgemeiner Bedingungen eine solche Schaltung nicht existiert. Ein System aus mehreren Verstärkereinheiten kann nicht einen Rauschwert haben, der kleiner ist als der eines optimalen Systems, bei dem nur eine dieser Einheiten verwendet wird.

Kallenbach.

**10694 A. N. Malakhov.** *Shape of the spectral line of a generator with fluctuating frequency.* Soviet Phys 3, 653—656, 1956, Nr. 5. (Dez.) (Engl. Übers. aus: J. exp. theor. Phys., Moskau 30, 884—888, 1956, Mai.) (Riazan' Radio Engng Inst.) Die Beziehungen zwischen Bandbreite eines Röhrengenerators und einigen charakteristischen, zu Frequenzschwankungen führenden Ursachen, wird theoretisch untersucht.

Golling.

**10695 V. Petrescu, Emil Luca et Gh. Savin.** *Premières contributions à l'étude des relations qui interviennent entre les caractéristiques électriques de la particule génératrice et la longueur d'onde émise par les plus courtes onde électromagnétiques.* Bul. Inst. Polit. Iasi (rum.) (5) 1, 39—44, 1955, Nr. 1/2. (Orig. rum. m. russ. u. franz. Zfg.) Die Erzeugung und Aussendung kürzester elektromagnetischer Wellen in der Größenordnung von  $\lambda = 1\text{--}10\ \mu$  soll durch eine Abschätzung der elektromagnetischen Eigenschwingung kolloidaler Teilchen mit Durchmessern von  $10^{-5}$  bis  $10^{-4}$  cm plausibel gemacht werden. Nimmt man z. B. die Gestalt der Teilchen zylinderförmig an und berechnet nach herkömmlichen Methoden deren Kapazität und Induktivität, so ergeben sich daraus Eigenfrequenzen, deren Wellenlängen in dem genannten Bereich liegen.

Bayer.

**10696 V. Petrescu, Emil Luca et Emil Alazaroale.** *Sur le degré de monochromatisation du faisceau d'ondes électromagnétiques à l'aide de l'oscillateur en masse colloidal en fonction de l'intensité du courant électrique qui entretient l'arc électrique générateur.* Bul. Inst. Polit. Iasi (rum.) (6) 2, 59—65, 1956, Nr. 1/2. (Orig. rum. m. russ. u. franz. Zfg.) Es wird das monochromatische Verhalten höchster elektromagnetischer Schwingungen, deren Wellenlängen etwa zwischen 1 und  $10\ \mu$  liegen, untersucht. Solche Schwingungsfrequenzen werden z. B. von kolloidalen Teilchen im elektrischen Lichtbogen ausgesandt. Dabei zeigt sich, daß mit zunehmender Stromstärke die Anzahl der nachweisbaren Harmonischen wuchs, bei geringer Lichtbogenintensität ergaben sich weit homogenere Strahlenbündel. Dabei konnten die Schwingungsenergien natürlich nur für solche Teilchengrößen wahrnehmbar gemacht werden, deren Anzahl einen Mindestwert überschritt.

Bayer.

**10697 H. Motz.** *Negative temperature reservoir amplifiers.* J. Electronics **2**, 571 bis 578, 1957, Nr. 6. (Mai.) (Oxford, Engug Lab.) Es wird eine neue, z. Z. in der Entwicklung befindliche Methode zur Mikrowellenerzeugung und -Verstärkung besprochen. Die Methode arbeitet mit den Übergängen zwischen den magnetischen Feinstrukturniveaus paramagnetischer Störzentren in festen Kristallen (z. B. As in Si-Kristallen). Im Gleichgewichtszustand verteilen sich die S-Elektronen der Störzentren im magnetischen Feld auf die beiden Energieniveaus (Spin parallel bzw. antiparallel zum Magnetfeld) gemäß einem BOLTZMANN-Ausdruck. Durch Einstrahlen von Mikrowellen mit der Präzessionsfrequenz der Elektronen wird dieses Gleichgewicht gestört, die Verteilung der Elektronen auf die beiden Niveaus kehrt sich um, was eine Umkehrung des Vorzeichens der Temperatur im BOLTZMANN-Ausdruck bedeutet („negative Temperatur“). In diesem Zustand, der eine Relaxationszeit von vielen Sekunden hat, kann der Kristall in einem Hohlleiter oder einer koaxialen Leitung von einem schwachen Mikrowellensignal zur Strahlung angeregt werden, wirkt also als Verstärker. Die Schwierigkeit bei der praktischen Durchführung des Verfahrens besteht darin, das Spinsystem in befriedigender Weise auf negative Temperatur zu bringen. — Die Energieaufnahme und -Abgabe durch das paramagnetische Resonanzsystem wird im einzelnen durchgerechnet und es werden Bedingungen für die Verstärkung oder Schwingungserzeugung abgeleitet. K. Schmidt.

**10698 R. M. F. Houtappel.** *Properties of a feedback-system analogue based on a discontinuous delay-line synthesizer.* Proc. Instn. elect. Engrs. (C) **103**, 367–377, 1956, Nr. 4. (Sept.) Monogr. Nr. 177 M, Mai. (Delft, K./Shell-Lab.) Die Übertragungseigenschaften einer Analogschaltung werden durchgerechnet, die eine Rückkopplungsschleife nachbildet und eine Kette von hintereinandergeschalteten gleichen Verzögerungsgliedern enthält. Jedes Verzögerungsglied besteht aus einem Verstärker, der eine Speicherkapazität auflädt. Die einzelnen Glieder sind durch elektronische Schalter getrennt, von denen jeweils abwechselnd der 1., 3., 5. usw. oder der 2., 4., 6. usw. gleichzeitig für kurze Zeit geschlossen werden. Von jedem Glied wird an einem Potentiometer ein Teil der Ausgangsspannung abgegriffen. Diese Spannungen werden in einem Integrator aufsummiert und über ein Regelglied mit kombinierter Proportional-, Differential- und Integralregelung dem Eingang der Kette wieder zugeführt. Durch geeignete Einstellung der Potentiometer kann die gewünschte Form der Übertragung von Sprungspannungen annähernd nachgebildet werden. Die verschiedenen Abweichungen in der Übertragung unperiodischer Spannungszeitverläufe, die von der begrenzten Zahl der Kettenglieder und der beschränkten Schaltfrequenz herrühren, werden für die Nachbildung dreier typischer Frequenzgänge von mehrstufigen rückgekoppelten Verstärkern berechnet und diskutiert. Aus graphischen Darstellungen läßt sich ablesen, wie groß bei vorgeschriebener Genauigkeit der Nachbildung und oberer Frequenzgrenze der Übertragung die Zahl der Kettenglieder, die Schaltfrequenz und die Zeitkonstante des Integrators gewählt werden müssen.

Dachs.

**10699 Jorgen P. Vinding.** *An automatic gain control system for microwaves.* Trans. Inst. Radio Engrs, N. Y. **MTT-4**, 244–245, 1956, Nr. 4. (Okt.) (S. B.) (Los Gatos, Calif., Cascade Res. Corp.) Es wird eine Anordnung beschrieben, die eine automatische Kontrolle der Ausgangsleistung beim Mikrowellensystem gestattet, d. h. daß innerhalb eines bestimmten Bereichs Schwankungen der Eingangsleistung die Ausgangsleistung nur in weit geringerem Grade beeinflussen. Der Stabilisierungsfaktor liegt – je nach dem Betrag der jeweilig vorhandenen Eingangsleistung – zwischen 10 und 400. Schwankungen der Eingangsleistung werden also in der Ausgangsleistung um  $\frac{1}{10}$  bis  $\frac{1}{400}$  herabgedrückt. Der prinzipielle Aufbau der Anordnung ist folgender. Über einen Kristalldetektor wird ein bestimmter Anteil der Ausgangsleistung entnommen, gleichgerichtet und die

Ausgangsspannung mit einer festen Bezugsspannung verglichen. Die Differenz beider Spannungen wird nach Durchgang durch einen Zehnhacker verstärkt, wieder gleichgerichtet und der Spule eines Ferritgyrators, der als variables Dämpfungsglied in den Mikrowellenkreis eingeschaltet ist, zugeführt. Abweichungen in der Ausgangsspannung vom Sollwert bewirken dann einen Stromfluß in der Spule des Gyrators, wodurch die Polarisationssebene in solchem Sinne gedreht wird, daß die von dem an den Gyrator angeschlossenen rechteckigen Hohlleiter aufgenommene Energie um einen solchen Betrag vermehrt oder reduziert wird, daß die Schwankungen in der Eingangsleistung gerade kompensiert werden. Die Frequenzempfindlichkeit des Gyrators reicht im allgemeinen bis 500 Hz, für besondere, allerdings weniger stabile Anordnungen bis etwa 50 kHz.

Bayer.

**10700 H. Rothe, W. Dahlke, H. Bauer, H. Kosmahl, P. Mann und E. Gundert.** *Theorie rauschender Vierpole und deren Anwendung.* Telefunkenröhre 1956, Nr. 33. (Okt.) S. 1—145, A1—A89, Herausgegeben von Prof. Dr.-Ing. Horst Rothe.

**10701 W. S. Percival.** *Improved matrix and determinant methods for solving networks.* Proc. Instn elect. Engrs **99**, (Teil IV, Monographs) 258—265, 1954, Nr. 7. (Aug.) (E. M. I. Res. Lab., Ltd.)

H. Ebert.

**10702 P. Bouchillon.** *Réalisation et emploi d'un atténuateur de découplage pour la bande des 1000 MHz.* J. Phys. Radium **17**, 5S—6S, 1956, Nr. 6. (Juni.) (S. B.) Es wird der Anschluß eines Wellenmessers an einen 1000 MHz-Sender über ein Grenzfrequenzschwächungsglied beschrieben, das eine beliebig schwache Ankopplung gestattet und störende Rückwirkungen auf die zu messende Frequenz vermeidet. Zwischen Sender und Wellenmesser wird ein zylindrisches Hohlrohr vom Radius  $r$  als Schwächungsglied gekoppelt, dessen tiefste Grenzwellenlänge durch  $\lambda_c = 3,41 r$  gegeben ist. Für den 1000 MHz-Bereich wurde der Halbmesser des Rohres  $r = 8,5$  cm gewählt, so daß für Wellenlängen  $\lambda > 30$  cm die exponentielle Schwächungsformel galt. Auf diese Weise gelang eine Wellenlängenmessung mit  $10/100$  Genauigkeit. Die Grenzen waren durch die Präzision der Mechanik der Koaxialleitung und der Kopplungen gegeben.

Bayer.

**10703 G. Craven.** *Disc-seal triode amplifiers.* Wireless Engr **33**, 179—183, 1956, Nr. 8. (Aug.) (Enfield, Stand. Telecommun. Labs.) Es wird die Konstruktion eines koaxialen Netzwerkes zur Kopplung von Scheibentrioden beschrieben, mit dessen Hilfe mehrstufige Verstärker im Frequenzbereich zwischen 300 und 3000 MHz gebaut werden können. Die Berechnung der notwendigen Netzwerkparameter wird angegeben. Eine Abstimmung kann innerhalb eines schmalen Bereiches mit Hilfe einer Schraube, innerhalb eines weiteren Bereiches unter Verwendung einer eingebauten variablen Kapazität erfolgen. Mit einem solchen Dreistufen-Verstärker kann man eine Ausgangsleistung von 100 W bei einem Gewinn von 30 dB erzielen.

Bayer.

**10704 Norman H. Crowhurst.** *The interaction concept in feedback design.* Audio Engng **40**, 1956, Nr. 10, (Okt.) S. 38—42, 84—85. Ziel des Vf. ist, eine neue Rechenmethode für die Wirkung von Gegenkopplungen auf den Frequenzgang von Verstärkerschaltungen zu entwickeln. In dem vorliegenden ersten Teil seiner Arbeit betrachtet er den Einfluß von zwei hintereinandergeschalteten, aber (z. B. durch eine Röhre) entkoppelten RC-Gliedern auf den Frequenzgang im Verhältnis zu nicht entkoppelten Gliedern, wobei diese sich also gegenseitig beeinflussen. Unter Hinweis auf die im zweiten Teil der Arbeit folgenden Ableitungen wird an einem Beispiel (2 stufiger RC-gekoppelter Verstärker mit Gegenkopplung aus Ohmschen Widerständen) der Einfluß der Gegenkopplung auf Verstärkung und Frequenzgang graphisch dargestellt.

Kallenbach.



**10705 J. R. Wait and J. Kates.** *Radiation patterns of circumferential slots on moderately large conducting cylinders.* Proc. Instn elect. Engrs (C) **103**, 289—296, 1956, Nr. 4. (Sept.) Monogr. Nr. 167 R, Febr. (Colorado, Nat. Bur. Stand.; Toronto, Univ., Comput. Centre.) Das Strahlungsdiagramm in der Ebene senkrecht zur Achse des Kreiszylinders, auf dessen Umfang sich ein sehr dünner  $\lambda/2$ -langer Schlitz befindet, ergibt sich als unendliche Reihe, die für größere Zylinderdurchmesser nur sehr langsam konvergiert. Hier ist sie mit Hilfe einer elektronischen Rechenmaschine berechnet; sieben Tabellen für Zylinderumfänge zwischen 3  $\lambda$  und 21  $\lambda$  werden angegeben, wobei die Fälle von zwei diametral gegenüberliegenden Schlitzten, gleich- und gegenphasig angeregt, tabelliert sind, aus denen das Diagramm des einzelnen Schlitzes sofort folgt. — Dem Vorgang von WATSON bei der Berechnung der Dipolstrahlung über der Erde folgend, wird ferner über ein komplexes Integral eine Reihe für das Diagramm entwickelt, die bei dicken Zylindern und in der Schattenzone sehr rasch konvergiert. Diese Ergebnisse werden mit den zuerst berechneten Werten numerisch verglichen.

Klages.

**10706 James R. Wait.** *Currents excited on a conducting surface of large radius of curvature.* Trans. Inst. Radio Engrs, N. Y. **MTT-4**, 143—145, 1956, Nr. 3. (Juli.) (Boulder, Colo., Nat. Bur. Stand.) Es wird eine Methode angegeben, um die Oberflächenströme, die auf einer leitenden Oberfläche von großem Krümmungsradius durch eine benachbarte Antenne induziert werden, zu berechnen. Das Problem gewinnt praktische Bedeutung für die Radarantenne eines Flugzeuges, bei der der Flugzeugrumpf als solch eine benachbarte gekrümmte Fläche aufgefaßt werden kann. Die mathematische Behandlung geht davon aus, das Feld eines radialen elektrischen Dipols, der auf einer vollständig leitenden Kugel vom Radius  $a$  angebracht ist, in einer Reihenentwicklung, die BESSEL-Funktionen halber Ordnung einschließt, zu ermitteln. Diese schlecht konvergierende Reihe wird nach der „Residuen-Methode“ von WATSON in eine in bestimmten Bereichen, besonders im Bereich des geometrischen Schattens, weit besser konvergierende Reihe umgewandelt. Mit Hilfe dieser Reihe können die auf der Kugeloberfläche induzierten Ströme direkt berechnet werden. Obwohl die Theorie für eine radiale elektrische Dipolquelle entwickelt wurde, sind die Ergebnisse ohne weiteres auf Ströme anwendbar, die auf einer sphärischen Oberfläche durch einen engen Schlitz oder einen äquivalenten magnetischen Dipol induziert wurden. Bayer.

**10707 R. H. T. Bates and J. Elliott.** *The determination of the true side-lobe level of long broadside arrays from radiation-pattern measurements made in the Fresnel region.* Proc. Instn elect. Engrs (C) **103**, 307—312, 1956, Nr. 4. (Sept.) Monogr. Nr. 169 R, März. (Decca Radar, Ltd.; Vickers-Armstrongs (Aircraft), Ltd.) Die Arbeit behandelt die theoretischen Zusammenhänge zwischen den in der Übergangszone zwischen Nahfeld und Fernfeld („FRESNEL-Zone“) und im Fernfeldbereich meßtechnisch erfaßbaren Polardiagrammen von Antennenanordnungen, die aus einer Anzahl gleichpolarisierter, in einer geraden Linie angeordneter Strahler bestehen. Wenn auch eine scharfe Trennung der beiden Bereiche nicht möglich ist, so lassen sich doch einige zuverlässige Kriterien dafür angeben, ob ein zur Diagrammaufnahme gewählter Meßpunkt im FRESNEL-Bereich oder im Fernfeldbereich liegt; bekanntlich ist nur innerhalb des letzteren die Entfernung zwischen Antennensystem und Meßpunkt ohne Einfluß auf das gemessene Polardiagramm. Ausgangspunkt der Theorie ist die Potentialtheorie des elektromagnetischen Feldes; die damit gewonnenen Funktionen für das Azimutaldiagramm im FRESNEL-Bereich und im Fernfeldbereich werden diskutiert, erlauben jedoch nicht die Aufstellung einer universellen Formel zur Umrechnung von FRESNEL-Bereich-Meßwerten in das Fernfeld-Diagramm. Ausgehend von der Tatsache, daß bei Antennenanordnungen der o. a. Art die wesentlichen Diagramm-

parameter die Hauptkeulenbreite, die Amplitude der 1. Nebenkeule und deren Winkelabstand sind, wird eine allgemeine Theorie für den Zusammenhang zwischen der relativen Seitenkeulenamplitude und der Entfernung entwickelt und in Verbindung mit zwei Typen von Polardiagrammen hinsichtlich der Anwendung auf die Praxis erläutert. Kurvenscharen erlauben in einfacher Weise die gesuchte Abhängigkeit der relativen Amplitude der 1. Seitenkeule von der Entfernung abzulesen und den Fehler abzuschätzen. Die Bedeutung der Arbeit für die Praxis besteht vor allem darin, Antennendiagramme von Strahlerzeilen durch Messungen in geringer Entfernung vom Antennensystem zu gewinnen. K. H. Fischer.

**10708 R. A. Hurd.** *Radiation patterns of a dielectric-coated axially-slotted cylinder.* Canad. J. Phys. **34**, 638—642, 1956, Nr. 7. (Juli.) (Ottawa, Can., Nat. Res. Council, Div. Radio a. Elect. Engng.) Die azimuthalen Strahlungsdiagramme eines axialen Schlitzes in einem kreisförmigen Metallzylinder, der von einer homogenen dielektrischen Schicht umgeben war, wurden theoretisch und experimentell ermittelt. Aus ihnen ist zu entnehmen, daß in den Schattenbereich des Zylinders hinein Oszillationen erfolgen, deren Amplitude sich mit wechselnder Dielektrizitätskonstante und Dicke der dielektrischen Schicht vergrößert. Die Lage der Minima wird nur durch die Größe des Metallzylinders bestimmt. Bayer.

**10709 A. van Weel.** *Phase-linear television receivers.* Philips Res. Rep. **10**, 281 bis 298, 1955, Nr. 4. (Aug.) H. Ebert.

**10710 Daniel Levine.** *The radar display as a linear filter.* Trans. Inst. Radio Engrs, N. Y. ANE-3, 124—128, 1956, Nr. 3. (Sept.) (Litchfield Park, Ariz., Goodyear Aircr. Corp.) Die Kombination einer Helligkeitsmodulierten Elektronenstrahlröhre mit einer Schaltung, welche die Gittercharakteristik linearisiert ( $\gamma$ -Korrektion), kann als linearer Tiefpaß aufgefaßt werden. Bei einer Elektronenverteilung im Elektronenstrahl nach einer GAUSSschen Funktion ergibt sich unter Verwendung weiterer Annahmen als Übertragungsmaß ebenfalls eine GAUSSsche Verteilungskurve. Der Phasenwinkel ist stets Null. Für eine Röhre 5 FP 14 A und eine Radar-Reichweite von 30 nautischen Meilen (56 km) wird als Übertragungsmaß die Funktion  $\exp(-7,07 f^2)$  berechnet ( $f$  in MHz). Die 40 dB-Bandbreite beträgt 800 kHz. Das Auflösungsvermögen des Radarsystems ist in radialer Richtung wegen der Anstiegszeit eines solchen Vierpols auf maximal 810 Fuß (0,25 km) beschränkt. Durch Anhebung der hohen Frequenzen im Video-Verstärker läßt sich jedoch u. U. dieses Auflösungsvermögen steigern. F. Linhardt.

**10711 W. C. Bain.** *Possible errors of a particular wide-aperture direction-finder.* Proc. Instn elect. Engrs (C) **103**, 313—324, 1956, Nr. 4. (Sept.) Monogr. Nr. 170 R, März. (Radio Res. Stat., Dep. Sci. a. Industr. Res.) Nach einer Erläuterung der prinzipiellen Arbeitsweise des EARP-GODFREY-Peilsystems für hohe Frequenzen (3...30...MHz) werden die 3 hauptsächlich auftretenden Peilfehler experimentell und theoretisch hinsichtlich Größe und Frequenzabhängigkeit untersucht; dem idealen, mit nur einer, auf einer Kreisbahn bewegten Antenne arbeitenden System wird ein für die Praxis brauchbares System gegenübergestellt, bei dem 20...36 Breitband-Mastantennen auf einem Kreis mit Durchmesser  $d = 100$  m gleichmäßig verteilt sind und über geeignete Laufzeitleitungen den Empfänger mit nachgeschaltetem Phasendiskriminator speisen. Im ersten Teil der Arbeit wird das Verfahren der Phasenkompression erläutert und der Fehler untersucht, der durch zwei, auf verschiedenen Wegen eintreffende Wellenzüge verursacht wird. Die Ergebnisse sind für verschiedene  $d/\lambda$ -Werte (1, 4, 10), Azimutablagen der beiden Wellenzüge ( $1^\circ \dots 6^\circ$ ) und Erhebungswinkel ( $17^\circ, 33^\circ, 53^\circ$ ) in Tabellen zusammengestellt; auch bei nur 20 Antennen ist die Genauigkeit innerhalb eines Frequenzvariationsbereiches von 1:10 befriedigend. Der zweite Teil behandelt

die Meßfehler, die von der gegenseitigen Beeinflussung der Antennen herrühren. Aus experimentellen Untersuchungen an einem 2-Antennensystem wurde die Frequenzabhängigkeit der Antennenimpedanz bestimmt und der Peilfehler theoretisch abgeleitet; es wird festgestellt, daß bei einem 24-Antennen-System reflexionsfreier Abschluß der jeweils nicht arbeitenden Antennen die günstigsten Werte ergibt, deren Vernachlässigung zulässig ist. Im letzten Teil der Arbeit werden die durch die Antennenleitungen bedingten Polarisationsfehler untersucht; sie sind klein und erreichen am unteren Ende des Frequenzbandes ihr Maximum von  $1,3^\circ$ . Durch Antennenleitungen, die man über die Antennenstandorte hinaus verlängert, erzielt man eine merkliche Herabsetzung der Polarisationsfehler. Das EARP-GODFREY-Peilsystem wird mit dem Adcock-System verglichen und seine Überlegenheit nachgewiesen. K. H. Fischer.

10712 P. A. Redhead. *Periodic fluctuations in oxide-cathode diodes*. Canad. J. Phys. 34, 1077—1079, 1956, Nr. 10. (Okt.) (Ottawa, Ont., Nat. Res. Council.) Vf. beobachtete an zwei Typen von Doppeltrioden (5751 und 5965), die als Dioden geschaltet waren, periodische Stromschwankungen mit einer Periodendauer zwischen 5 und 120 s. Die Röhre lag bei den Messungen in einer Brückenschaltung mit drei OHmschen Widerständen; die Diagonalspannung wurde nach Verstärkung mit einem Tintenschreiber registriert. Die Anodenspannungen betrugen weniger als 2 V, der Anodenstrom  $1 \dots 2$  mA. Der Effekt wurde an sechs verschiedenen Röhren festgestellt. Er trat im allgemeinen erst nach einigen Stunden Einbrenndauer auf. Irgendeine Gesetzmäßigkeit über die Periodendauer oder überhaupt eine Erklärung des Effektes kann noch nicht gegeben werden. Durch Kontrollmessungen wurde sichergestellt, daß nicht Schwankungen der Batteriespannung die Ursache sein können. Die Messungen werden fortgesetzt mit dem Ziel, den Mechanismus der Schwankungen aufzuklären. Kallenbach.

10713 K. H. Kreuchen, B. A. Auld and N. E. Dixon. *A study of the broadband frequency response of the multicavity klystron amplifier*. J. Electronics 2, 529—567, 1957, Nr. 6. (Mai.) (Elect. a. Musical Industr. Ltd., Res. Labs.) Für Mehrkammerklystrons, deren Hohlräume eventuell zwecks größerer Bandbreite verschieden abgestimmt sind, wird unter Berücksichtigung der defokussierenden Raumladungskräfte (Ausbreitung von Raumladungswellen) eine Methode der Berechnung des Gewinns in Abhängigkeit der Frequenz entwickelt. In der komplexen Frequenzebene werden dazu die Pole und Nullstellen der Übertragungsfunktion, die abhängen von den Resonanzfrequenzen und Gütezahlen der Hohlräume sowie von den Steilheiten der einzelnen Stufen, aufgesucht. Wenn Wechselwirkungen nur zwischen aufeinanderfolgenden Hohlräumen stattfände, wären von allgemeineren Mehrstufenverstärkern her bekannte Verfahren anwendbar, nach denen optimale Bemessung (z. B. größtes Gewinn-Bandbreite-Produkt) erhalten werden kann. Mit geeigneten nachträglichen Korrekturen erweisen sich diese Verfahren auch hier als nützlich. Es werden Ausdrücke für den Gewinn als Funktion der Frequenz angegeben bei Verstärkern mit drei, vier oder fünf einfach abgestimmten sowie mit drei oder vier doppelt abgestimmten Hohlräumen. Experimentelle Ergebnisse werden mitgeteilt überein Vier-Kammer-Klystron für etwa 3000 MHz. Bei einem Gewinn von 28 db wurde eine Bandbreite (bezüglich 3 db Gewinnabfall) von etwa 53 MHz erreicht. Die gemessenen Kurven des Gewinns werden von den theoretisch erhaltenen selbst in den meisten Feinheiten gut wiedergegeben. Bei größeren Signalen spielt die Elektronenstrom-Aufnahme des Führungsrohres eine Rolle. Pöschl.

10714 F. N. H. Robinson. *Microwave shot noise and amplifiers*. Trans. Inst. Radio Engrs, N. Y. ED-3, 128—133, 1956, Nr. 3. (Juli.) (Oxford, Clarendon Lab.) In Analogie zur Leitungstheorie wird eine Theorie zur Ermittlung des Rauschfaktors



geschwindigkeitsmodulierter Elektronenstrahlen und von Verstärkern im Mikrowellenbereich entwickelt. Eine Formel für die minimale Rauschzahl von Wanderfeldröhren wird hergeleitet, die auch für Mikrowellenverstärker anderer Art mit longitudinalem elektrischem Feld gilt.

Bayer.

**10715 Sven Olving.** *Electromagnetic wave propagation on helical conductors imbedded in dielectric medium.* Chalmers tek. Högsk. Handl. 1955, Nr. 156, 14. S. (Gothenburg, Chalmers Univ., Technol.) Es wird eine Wendelkonstruktion für Wanderfeldröhren beschrieben und berechnet, die die Wechselwirkung der längs der Wendel fortschreitenden Welle mit Elektronenstrahlen relativ niedriger Geschwindigkeit erlaubt. Da eine Verkleinerung des Steigungswinkels über eine bestimmte Grenze mechanisch nicht mehr möglich ist, wird bei dieser Konstruktion eine Herabsetzung der Phasengeschwindigkeit durch teilweise Einbettung der Wendel in ein verzögerndes Dielektrikum erreicht. Die Wendel wird dabei so in das Dielektrikum gelegt, daß in der Mitte ein Kanal kreisförmigen Querschnitts offenbleibt, durch den der Elektronenstrahl geschossen wird. Wenn der Lochdurchmesser gleich dem Wendeldurchmesser ist, so ist die Phasengeschwindigkeit um den Faktor  $\sqrt{2}$  größer, als wenn der ganze Wendelraum mit Dielektrikum ausgefüllt wäre. Daher genügt es, die Wendel nur von außen mit Dielektrikum zu umgeben. Vergrößert man allerdings den Kanaldurchmesser noch mehr, so nimmt die Wirkung des Dielektrikums stark ab und es wird bald unwirksam. Bei Herabsetzung der Phasengeschwindigkeit auf dielektrischem Wege wird mehr Leistung verbraucht als im Falle einer Verkleinerung des Wendel-Steigungswinkels, wenn in beiden Fällen die axiale elektrische Feldstärke die gleiche bleiben soll.

Bayer.

**10716 Sven Olving.** *Amplification of the traveling wave tube at high beam current.* Chalmers tek. Högsk. Handl. 1955, Nr. 157, 11 S. (Gothenburg, Chalmers Univ. Technol.) Die Verstärkungseigenschaften einer Wanderfeldröhre mit Verzögerungswendel werden ohne Beschränkung der Größe des Elektronengleichstroms rechnerisch untersucht. Die Lösung der Gleichung, durch die die Fortpflanzungskonstanten festgesetzt werden, erfolgt durch asymptotische Reihenentwicklung für BESSEL-Funktionen mit großem Argument. Sie sind nur gültig, wenn der Umfang des Elektronenstrahlquerschnitts groß im Vergleich zur axialen Wellenlänge ist. Der Verstärkungsgewinn kann dann explizit als Funktion der Röhrenparameter ermittelt werden. Wenn der Elektronenstrahl mit der ungestörten sich längs der Wendel fortpflanzenden Welle in Phase ist, ergibt sich der Gewinn für kleine Stromstärken  $i_0$  proportional  $i_0^{1/3}$ ; für mittlere Stromstärken wird er unabhängig von  $i_0$  und wird bei noch weiterem Anwachsen proportional  $i_0^{-1/2}$ . Also auch für sehr hohe Stromdichten verschwindet der Gewinn nicht, was im Widerspruch zu früheren Ergebnissen von FRIEDMANN steht.

Bayer.

**10717 R. Kompfner.** *32nd Duddell Medal. Some recollections of the early history of the travelling wave tube.* Bearb. phys. Soc. Lond. 1956, S. 30—33. Vf. gibt einen Überblick über seinen Werdegang, über die Vorarbeiten und seine Experimente zur Entwicklung der Wanderfeldröhre in England.

E.-W. Helmholtz.

**10718 F. B. Maynard, J. Carluccio and W. G. Poelstra.** *Grid-switched gas tube for display presentation.* Electronics 29, 1956, Nr. 8, (Aug.) S. 154—15. (Orange, N. J., Nat. Union Elect. Corp.) Eine relativ dünne, gasgefüllte Röhre ist mit einer gitterförmigen Anordnung von Kathoden und Anoden versehen, derart, daß durch Aufleuchten an den Schnittpunkten beliebige Bilder sukzessiv oder gleichzeitig realisiert werden können. Gegenüber der Kathodenstrahlröhre besitzt dies sog. Videotron den Vorteil, daß ganze Zeilen auf einmal abgetastet werden können. Anwendungsmöglichkeiten: Darstellung von Informationen, Auswertung von Integralen, Bildreproduktion.

V. Weidemann.

**10719 R. Hübner.** *Neues Verfahren zum Füllen von Entladungsgefäßen.* Elektron. Rdsch. **10**, 227, 1956, Nr. 8. (Aug.) (Baden, Schweiz, Brown, Boveri Cie.) Gleichrichterröhren und Thyatronen (auch mit Mischfüllung) wurden bisher durch Einfüllen von Hg vor dem Evakuieren oder durch Einbringen von Quecksilber in das mit der Pumpe verbundene Gefäß nach dem Entgasen. Beide Verfahren verlangen besondere Vorsichtsmaßregeln und apparative Einrichtungen. Auch das bloße Einbringen von HgO auf einem heizbaren Träger befriedigt noch nicht. Das neue Verfahren arbeitet mit einer Hg-Pille, in der bei der thermischen Zersetzung von HgO der entstehende Sauerstoff in Gegenwart eines Reaktionsverzögerers durch ein Reduktionsmittel gebunden und das Hg nach der Entgasung durch eine Thermit-Reaktion dosierbar abgeschieden wird. H. Ebert.

**10720 J. A. Kok.** *Theory and probe measurements of Gabor's gas-filled triode.* Appl. sci., Res, Hague (B) **6**, 207—221, 1956, Nr. 3. (Eindhoven, N. V. Philips' Gloeilampenfabr.) In Weiterführung früherer Untersuchungen (Ber. S. 1246) über gasgefüllte Trioden werden für eine Triode nach GABOR, in der die Entladung über das ganze Gitter ausgebreitet verläuft, in dem nicht leuchtenden Bereich zwischen Kathode und Gitter und im Anodenraum Sondenmessungen zur Bestimmung des Plasmopotentials, der Elektronenkonzentration und Elektronentemperatur in Abhängigkeit vom Anodenstrom durchgeführt. Durch Diskussion der Ergebnisse unter Verwendung der Theorie der LANGMUIRSchen Raumladungsschichten läßt sich der Verlauf der Charakteristik deuten und das von FETZ und GABOR angegebene Kriterium für den Umschlag der Entladung von der über das ganze Gitter ausgebreiteten Form in die auf ein Gitterloch beschränkten Form verstehen. Bartholomeyczzyk.

**10721 Ernst-Karl Aschmoneit.** *Die Dekatron-Röhren. Gasgefüllte Zählröhren mit symmetrischen Kathoden.* Elektronik, München **5**, 301—306/329—332, 1956, Nr. 11/12. (Nov./Dez.) V. Weidemann.

## VII. Optik

**10722 James R. Jenness jr.** *Reflection-reducing coatings of magnesium fluoride and lithium fluoride in the near infrared.* J. opt. Soc. Amer. **46**, 157—159, 1956, Nr. 3. (März.) (Johnsville, Penn., U. S. Naval Air Devel. Center.) Für die Transmission dicker ( $d \gg \lambda$ ) planparalleler Platten werden Formeln abgeleitet, die sowohl unvergütete als auch vergütete Oberflächen umfassen. Die Resultate einer experimentellen Untersuchung an Platten aus Quarz, Flintglas, MgO (Periklas) und  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (synthetischer Saphir), deren Durchlässigkeit bei  $2 \mu$  und  $3,6 \mu$  vor und nach Hochvakuum-Bedampfung mit  $\text{MgF}_2$  bzw.  $\text{LiF}$  gemessen wurde, werden mitgeteilt und mit Hilfe der Formeln diskutiert. Eine Abschätzung des Brechungsindex von synthetischem Saphir zwischen  $0,5$  und  $5 \mu$  wird angegeben. Bei dickeren Schichten von  $\text{MgF}_2$ , die schlecht haften, werden Absorptionsbanden beobachtet, die wahrscheinlich von  $\text{H}_2\text{O}$  herrühren. Schüler.

**10723 G. C. Higgins, R. N. Wolfe and R. L. Lamberts.** *Relationship between definition and resolving power with test objects differing in contrast.* J. opt. Soc. Amer. **46**, 752—754, 1956, Nr. 9. (Sept.) (Rochester, N. Y., Eastman Kodak Co., Res. Lab.) Vff. zeigten schon in einer früheren Arbeit, daß das Auflösungsvermögen, das ein photographisches Objektiv mit einem Gittertest hohen Kontrastes als Objekt erreicht, kein eindeutiges Maß für die subjektiv in Erscheinung tretende Ab-

bildungsqualität ergibt. Hier wird nun die Untersuchung ausgedehnt auf Objekte mit hohem und geringem Kontrast, ohne daß bei den Testtafeln mit geringem Kontrast eine bessere Übereinstimmung zwischen erreichter Auflösung und der subjektiv bestimmten Abbildungsqualität (definition) festgestellt wurde.

Rosenbruch.

**10724 A. C. E. Johansson.** *Principe et emploi du microscope à interférences multiples.* Documentation. MesContr. **21**, 453—457, 1956, Nr. 229. (Juni.) Nach kurzer Einführung in das Prinzip der Vielfachreflexion zur Erzeugung scharfer Interferenzstreifen wird das neue, auf diesem Prinzip beruhende Interferenzmikroskop für Auf- und Durchlichtbeobachtung CEJ-„MULTIMI“ der Firma C. E. JOHANSSON beschrieben. Die zur Erzeugung der Vielfachreflexion am unteren Ende des Mikroskops angebrachte Referenzebene besitzt zur Abstimmung auf den Prüfling Bereiche unterschiedlichen Reflexionsvermögens. Als Längenmeßbereich ist 0,001—0,1  $\mu$ , als Meßunsicherheit 0,001  $\mu$  angegeben. Literaturübersicht.

H. Böhme.

**10725 E. D. McAllister, J. J. Villa and C. D. Salzberg.** *Rapid and accurate measurements of refractive index in the infrared.* J. opt. Soc. Amer. **46**, 485—487, 1956, Nr. 7. (Juli.) (Rochester, N. Y., Eastman Kodak Co.) Mit der ABBESchen Autokollimationsmethode werden die Brechungsindizes fester Substanzen in Prismenform, berechnet aus dem Prismenwinkel und der minimalen Ablenkung, im UR gemessen. Dazu wird ein kommerzielles PERKIN-ELMER Mod. 12c Spektrometer benutzt, dessen untere Eintrittsspalthälfte abgedeckt wird. Nach Senkrechstellung des LITTROW-Spiegels zum einfallenden Strahl wird das zu untersuchende rechtwinklige Prisma mit dem LITTROW-Spiegel in Kontakt gebracht, der von der Prismenvorderfläche reflektierte Strahl sowie die Stellung minimaler Ablenkung unter Benutzung der unteren Hälfte des Austrittsspalt gesucht. Berechnung wie üblich. Eichung des Monochromators mit bekannten Emissions- und Absorptionslinien.

Brügel.

**10726 Eugene Allen.** *Improved method of integrating curves obtained on a general electric type recording spectrophotometer.* J. opt. Soc. Amer. **46**, 430—433, 1956, Nr. 6. (Juni.) (Bound Brook, N. J., Amer. Cyanam Co., Res. Div.) Eine Methode, um in Fällen, wo genaue Werte erfordert sind, die Kurven eines Registrier-spektrophotometers vom General Electric-Typ zu integrieren, wird beschrieben. Dazu wird ein Wellenlängenraster hergestellt dadurch, daß man die Feder in die Maxima und Minima einer Durchlässigkeitskurve setzt, die erhalten wurde mittels einer Verzögerungsplatte (Achse der Platte im Winkel  $\pi/8$  zur Achse des WOLLASTON-Prismas) zwischen WOLLASTON- und ROCHON-Prisma des Spektralphotometers, und sie dann längs des Papiers führt. Es werden so an 55 Ordinaten erhalten. Die Kurve, auf halbtransparentem Papier aufgezeichnet, wird dann über den Raster gelegt, wobei ein Maximum der Didymkurve auf Raster und Kurve die richtige Lage der beiden zueinander fixiert. Nun können die Werte der Absorption oder Transparenz für jede Linie des Rasters abgelesen werden, mit einem entsprechenden Faktor multipliziert und diese Produkte addiert werden. Zum Erproben der Methode wurden Filtergläser und zwei DAVIS-GIBSON-Filterlösungen benutzt. Für einige Beispiele werden die genauen Daten gegeben und an ihnen das Verfahren demonstriert. Fehler in der Justierung des Papiers oder Unregelmäßigkeiten der Wellenlängennocke beeinflussen das Ergebnis nicht.

Pruckner.

**10727 G. H. Dieke, D. Dimock and H. M. Crosswhite.** *Semiautomatic method for spectroscopic wavelength and intensity measurements.* J. opt. Soc. Amer. **46**, 456 bis 462, 1956, Nr. 6. (Juni.) (Baltimore, Maryl., Johns Hopkins Univ.) Es wird eine Anordnung beschrieben, welche die Wellenlängenmessung genauer, wesentlich einfacher und rascher und vor allem bequemer macht. Von allen dazu nötigen



Operationen bleibt nur mehr das Einstellen der Linie auf einer Mattscheibe persönlich auszuführen, alles übrige erfolgt automatisch. Vff. bedienen sich der Methode von TOMKINS und FRED (J. opt. Soc. Amer. **41**, 641, 1951), bei welcher das Okular des Meßmikroskops durch den Spalt des Multipliers ersetzt wird. Der Spalt ist drehbar angeordnet, so daß er parallel zur Linie eingestellt werden kann. Ein Teil des die Platte durchsetzenden Strahl wird abgetrennt, um auf einer Mattscheibe das Bild des Spektrums, nach dem dann der Beobachter die Einstellung macht, darzustellen. Der Teil, der in den Multiplierspalt eintritt, liefert dann, wie bei TOMKINS und FRED auf dem Oszillographenschirm das für die Messung dienende Linienbild. Eine gleichzeitige Intensitätsmessung ist dadurch möglich, daß jener Teil des Lichtstrahls, der das Bild auf der Mattscheibe liefert, durch ein Prisma reflektiert wird, das bis auf einen kleinen Teil von 2 mm mal 10 mm versilbert ist, so daß durch diesen freien Teil in der Mitte das Licht auf einen zweiten Multiplier fällt, der als Mikrophotometer dient. Die automatische Einstellung des Komparators wird ebenfalls automatisch mittels Schreibmaschine auf Schreibpapier oder auf JBM Lochkarten übertragen, auch beides gleichzeitig ist möglich. Nahezu die ganze Anordnung ist aus handelsüblichen Einzelteilen aufgebaut. Die Genauigkeit der Einstellung am Komparator ist  $0,5 \mu$  oder noch besser, der Zeitaufwand wird gegen die bisherigen Methoden auf ein Zehntel reduziert. Zu beachten ist vor allem: Das Licht aus der Beleuchtungslampe darf keinerlei Struktur haben. Der zu messende Teil der Platte muß völlig einheitlich beleuchtet sein. Der Verstärker muß so rasch ansprechen, daß die Linienform unverzerrt wiedergegeben wird. Der Photomultiplier muß einen Widerstand von etwa 250 kOhm haben, damit ein ausreichend starkes Signal erhalten wird, und es muß die Kapazität des Verstärkers und der Leitungen klein sein. Die Registrier Vorrichtung hat eine Tastatur mit der noch weitere 16 Informationseinheiten — wie geschätzte Intensität, Abschattierung der Linien, Schärfe der Linien usw. — zusammen mit den Meßdaten aufgezeichnet werden können. Alle Einzelteile sind voneinander unabhängig und können auch in anderer Weise benützt und ausgetauscht werden.

Pruckner.

10728 P. Jacquinet and R. Chabbal. *Spectrophotometry by means of the Fabry-Perot interferometer*. J. opt. Soc. Amer. **46**, 556–557, 1956, Nr. 7. (Juli.) (Bellevue, Seine et Oise, France, Centre Nat. Rech. Sci., Lab.) Kurzer zusammenfassender Bericht mit vielen Literaturzitaten über registrierende FABRY-PEROT-Spektrometer.

Nöldeke.

10729 W. H. Cloud. *Zirconium arc source for infrared microspectrometer*. J. opt. Soc. Amer. **46**, 899–900, 1956, Nr. 10. (Okt.) (Wilmington, Del., E. I. du Pont de Nemours Co., Chem. Dep., Exp. Stat.) Es werden optische Vergrößerungssysteme beschrieben, die die Verwindung des Kraters eines wassergekühlten 100 Watt-Zirkonium-Bogens als UR-Strahlungsquelle für ein UR-Spiegelmikroskop gestatten. Der Energieanstieg gegenüber einem Globar (SiC) beträgt je nach den Umständen oberhalb von etwa  $5 \mu$  Wellenlänge etwa das 2 bis 3-fache, unterhalb bis zum 7-fachen.

Brügel.

10730 R. B. Beevers, G. K. T. Conn and J. Hampson. *Simple monochromator for the infrared*. J. opt. Soc. Amer. **46**, 997–998, 1956, Nr. 11. (Nov.) (Sheffield, Engl., Univ., Dep. Phys.) Es wird ein einfacher UR-Monochromator in CZERNY-TURNER-Anordnung beschrieben, bei dem das Prisma unter der Ebene der Spalte liegt, also geneigt aufgestellt ist.

Brügel.

10731 Simone Robin et Stéphane Robin. *Spectrographie à vide et réseau concave en incidence normale pour l'ultraviolet lointain*. J. Phys. Radium **17**, 976, 1956, Nr. 11. (Nov.) (Dakar, Inst. Haut. Etud.) Beschreibung der Konstruktion eines Vakuumgitterspektrographen mit einem Konkav-Gitter von 1 m Krümmungsradius und 1200 Strichen/mm.

Bartholomeyczky.

10732 **L. L. Goldin und J. F. Tretjakow.** *Ein magnetisches  $\gamma$ -Präzisionsspektrometer* Bull. Acad. Sci. U.R.S.S. Sér. Phys. (russ.) **20**, 859—867, 1956, Nr. 8. (Aug.)

10733 **P. I. Lukirskij und O. I. Sumbajew.** *Dimetrisches Kristallbeugungs- $\gamma$ -Spektrometer.* Bull. Acad. Sci. U.R.S.S. Sér. Phys. (Orig. russ.) **20**, 903—908, 1956, Nr. 8. (Aug.) (Orig. russ.) H. Weidemann.

10734 **H. Günzler.** *Farbgläser und Metallinterferenzfilter.* Feingeräte Technik **5**, 441—448, 1956, Nr. 10. (Okt.) (Jena, VEB Jenaer Glaswerk Schott u. Gen.) Es wird eine Übersicht über verschiedene Arten und die charakteristischen Eigenschaften von Farbgläsern und Metallinterferenzfiltern des genannten Betriebes gegeben und insbesondere auf die Anwendung von kontinuierlichen Interferenzfiltern und Graukeilen in Interferenz-Spektroskopen hingewiesen. H. Böhme.

10735 **L. A. Fedin.** *The application of a thin Lummer-Gehrke plate.* Astr. J. Moscow (russ.) **34**, 135—138, 1957, Nr. 1. (Orig. russ. m. engl. Zfg.) V. Weidemann.

10736 **C. Riddle.** *A wide range photo-electric automatic gain control.* Electron. Engng **28**, 288—292, 1956, Nr. 341. (Juli.) Eine Photozelle in Serie mit einem genügend hohen Arbeitswiderstand und einer Diode ergibt eine einfache Anordnung, die Belichtungsimpulse oder Lichtmodulationen in weitem Intensitätsbereich des überlagerten Gleichlichts mit gleichbleibender Anzeige zu messen gestattet. Die spezielle Form der Zellencharakteristik beeinflusst die Funktion der Schaltung nur wenig; die Ausgangsspannung bleibt in einem Belichtungsbereich von ca.  $1:10^5$  proportional der Lichtmodulation. Das Prinzip läßt sich auch allgemein zur Anzeige von gleichstromüberlagerten Wechselstromsignalen benutzen, wenn die Photozelle der oben erwähnten Anordnung durch eine Gleichstromquelle mit einem passenden hohen Widerstand ersetzt wird. Leo.

10737 **Osear Menis, H. P. House and I. B. Rubin.** *Spectrophotometric determination of microgram quantities of disodium dihydrogen ethylene-diamine tetraacetate.* Analyt. Chem. **28**, 1439—1441, 1956, Nr. 9. (21. Aug.) (Oak Ridge, Tenn., Oak Ridge Nat. Lab., Analyt. Chem. Div.) Bartholomeyczuk.

10738 **Roland Prat et Yvonne Mercier.** *Intégrateur destiné à déterminer la répartition des éclairéments dans l'image d'un objet de forme donnée.* Rev. Opt. (théor. instrum.) **36**, 177—186, 1957, Nr. 4. (Apr.) Beschreibung einer Art Integriergerät, das es ermöglichen soll, die Lichtverteilung in dem durch ein optisches System von einem Objekt entworfenen Bild ohne zahlenmäßige Berechnung durch Umfahren des Objektes zu bestimmen. Es stellt also eine Art Integriergerät dar, das mit elektrischen bzw. magnetischen sowie optischen Hilfseinrichtungen verbunden ist, die in der Arbeit einzeln näher beschrieben werden. Picht.

10739 **Pierre Bothorel, Adolphe Pacault et Auguste Rousset.** *Contribution à l'étude de l'anisotropie optique et de l'orientation moléculaire.* Cah. Phys. 1956, Nr. 71/72 (Juli/Aug.), S. 66—68. (S. B.) (Bordeaux, Fac. Sci., Lab. Chim. phys. Phys. gén.) Aus dem Polarisationsgrad der RAYLEIGH-Streuung von Benzol, Diphenyl, Diphenyläthan, Diphenylmethan und Triphenylmethan in Cyclohexanlösung wird die molekulare optische Anisotropie  $\delta^2$  der gelösten Substanzen berechnet. Mittels der gefundenen Werte ist es möglich, in den letzten vier Verbindungen die Winkel der Benzolkerne gegeneinander zu berechnen. Die Übereinstimmung mit auf anderem Wege gewonnenen Daten ist befriedigend.

Hampel.

10740 **R. H. Boll and C. M. Sliepcevich.** *Evaluation of errors of optical origin arising in the size analysis of a dispersion by light transmission.* J. opt. Soc. Amer.

**46, 200—208, 1956, Nr. 3. (März.)** (Ann Arbor, Mich., Univ.) Um die Größe durchsichtiger sphärischer Teilchen in Lösungen aus der Lichtdurchlässigkeit zu bestimmen, mußte man bisher den Apparat mit Lösungen bekannter Teilchengröße kalibrieren. Vff. untersuchen, welche Anforderungen die Apparatur erfüllen muß, damit die Teilchengröße direkt ohne empirische Vergleichswerte mit Hilfe der Theorie aus den Meßwerten gefunden werden kann. Zur Konstruktion eines Meßgerätes werden die erforderlichen Bedingungen und Korrekturdaten angegeben, falls die Versuchsbedingungen von den theoretisch vorausgesetzten abweichen. Rosenbruch.

**10741 A. R. Stokes. The theory of light scattering by suspensions of randomly oriented long prisms.** Proc. phys. Soc. Lond. (B) **70**, 379—389, 1957, Nr. 4 (Nr. 448 B). (1. Apr.) (London, King's Coll., Wheatstone Lab.) Es werden Formeln für die unter einem Winkel ( $\theta$ ) an langen, seitenparallelen Streifen ein- oder mehrfach gestreute, auf den Raumwinkel 1 bezogene Lichtintensität abgeleitet, wobei die Wechselwirkung von sich berührenden Streifen berücksichtigt wird, die Streifen aber an sich beliebig gegeneinander orientiert sein können. Der für den allgemeinen Fall erhaltene Formelausdruck wird spezialisiert für sehr lange Prismen sowie für lange dünne Streifen verschiedener Breite, wobei die Spezialisierung mit Beschränkung auf die erste Näherung durchgeführt wird. Weitere Spezialisierungen der allgemeinen Formeln für Sonderfälle (Prismen endlicher Länge, dünne rechtwinklige Streifen, Prismen gleichen Querschnitts, aber verschiedener Länge) werden durchgeführt. Picht.

**10742 Ernst Kordes. Die Dispersion der Lichtbrechung. I. Über eine eingliedrige Form der Dispersionsgleichung für den sichtbaren und ultravioletten Wellenbereich.** Z. phys. Chem. (NF) **8**, 318—341, 1956, Nr. 5/6. (Sept.) An Stelle der bekannten i-gliedrigen Dispersionsgleichung:  $n^2 - 1 = \sum_i A_i \cdot v_i^2 / (v_i^2 - v^2) = \sum_i A_i \lambda_i^2 / (\lambda_i^2 - \lambda^2)$  wird die eingliedrige Form:  $n^2 - 1 = A \cdot v_s^2 / (v_s^2 - v^2) \cdot \sqrt{(v_s^2 - v^2) / v_s^2} = A \lambda^2 / (\lambda^2 - \lambda_s^2) \cdot \sqrt{(\lambda^2 - \lambda_s^2) / \lambda^2}$  vorgeschlagen. Diese Näherungsform der Dispersionsgleichung, die nur eine einzige Schwerpunktsfrequenz  $v_s$  (bzw.  $\lambda_s$ ) enthält, gibt im sichtbaren und angrenzenden ultravioletten Wellenlängenbereich die Lichtbrechung bei Gasen, Flüssigkeiten, Gläsern und Kristallen gut wieder. Aus der Gleichung folgt die Linearität zwischen  $1/(n^2 - 1)^2$  und  $1/\lambda^2$ . Zum Beweis werden experimentelle Ergebnisse angegeben. Die Schwerpunktsfrequenz  $v_s$  stimmt in der Regel mit der Frequenz der ersten starken Eigenschwingung im UV überein. Die Konstante A ergibt sich aus der Lichtbrechung  $n_\infty$  bei  $1 = \infty$  ( $v = 0$ ), wenn der Einfluß der ultraroten Eigenschwingungen unberücksichtigt bleibt. Die Differenzen zwischen beobachteter und berechneter Lichtbrechung betragen bei Flüssigkeiten und Kristallen im Gebiet der Gültigkeit der obigen Gleichung meist nicht mehr als einige Einheiten der 5. Dezimale, bei besonders hochbrechenden Stoffen, wie z. B. Diamant, betragen die Differenzen einige Einheiten der dritten Dezimale. Rosenbruch.

**10743 S. Nikitine et R. Reiss. Dispersion anormale de CuI à 77° K.** J. Phys. Radium **18**, 74—75, 1957, Nr. 1. (Jan.) (Strasbourg, Inst. Phys., Lab. Spectrosc. et Opt. Corps. Solide.) Die bei Lichtreflexion an linsenförmig aufgedampften CuJ-Schichten von 2  $\mu$  und 0,3  $\mu$  Dicke im sichtbaren Spektrum auftretenden Interferenzlinien dienen zur überschlägigen Bestimmung der Dispersion des Brechungsindex im Wellenlängenbereich der anormalen Dispersion. Methfessel.

**10744 William S. Rodney and Irving H. Malitson. Refraction and dispersion of thallium bromide iodide.** J. opt. Soc. Amer. **46**, 956—961, 1956, Nr. 11. (Nov.) (Washington, D. C., Nat. Bur. Stand.) Die Brechungsindizes eines TlBr-TlJ-



Mischkristalls (KRS 5) mit 45,7 Mol-% TlBr und 54,3 Mol-% TIJ werden im Bereich von 0,577 bis 39,4  $\mu$  für die Temperaturen 19, 25 und 31 °C mitgeteilt.

Brügel.

**10745 Louis Harris and Kermit F. Cuff.** *Reflectance of goldblack deposits, and some other materials of low reflectance from 254 m $\mu$  to 1100 m $\mu$ . The scattering-unit-size in goldblack deposits.* J. opt. Soc. Amer. **46**, 160—163, 1956, Nr. 3. (März.) (Cambridge, Mass., Inst. Technol., Dep. Chem.) An Oberflächen aus verschiedenen Materialien besonders niedriger Reflexion wird die Winkelverteilung der Reflexion gemessen und daraus die Gesamtreflexion ermittelt. — Die Untersuchungen werden ergänzt durch Messungen im sichtbaren Bereich mit Hilfe der ULBRICHTSchen Kugel sowie Bestimmung der Transmission, deren Winkelverteilung und Wellenlängenabhängigkeit. — Aus den Ergebnissen wird gefolgert, daß bei fast allen untersuchten Schichten eine große Zahl der Teilchen  $> 0,2 \mu$  sind. Zusätzliche Messungen an Goldschwarz bis  $\lambda > 50 \mu$  lassen den Schluß zu, daß die Teilchengröße solcher Schichten zwischen 0,2  $\mu$  und 8  $\mu$  liegt. — Beim Vergleich der Wellenlängenabhängigkeit von Transmission und Reflexion verschiedener Schichten zeigt sich, daß diese beim Gold-Schwarz auf die metallischen Eigenschaften zurückgeführt werden muß.

Schüler.

**10746 Fritz Reiche.** *Total absorption and overlapping effect due to two spectral lines of equal width and strength.* J. opt. Soc. Amer. **46**, 590—597, 1956, Nr. 8. (Aug.) (New York, N. Y., New York Univ., Univ. Heights, Phys. Dep.) Die Gesamtabsorption zweier benachbarter identischer Spektrallinien wird sowohl in Abhängigkeit vom Linienabstand als auch in Abhängigkeit von der Dichte der absorbierenden Teilchen und der Schichtdicke berechnet.

Nöldeke.

**10747 Henry J. Kostkowski and Arnold M. Bass.** *Slit function effects in the direct measurement of absorption line half-widths and intensities.* J. opt. Soc. Amer. **46**, 1060—1064, 1956, Nr. 12. (Dez.) (Washington, D. C., Nat. Bur. Stand.) Bei der Messung der eine Absorptionslinie bestimmenden Parameter: Halbwertsbreite, Absorptionskoeffizient im Zentrum der Linie und Gesamtabsorption muß der Einfluß der Spaltfunktion des Spektrometers berücksichtigt werden. Vff. haben für Linien mit LORENTZ- und DOPPLER-Profil die auftretenden Fehler berechnet, wobei als Spaltfunktionen die GAUSSsche Verteilung und die CAUCHYSche Funktion verwendet wurden. Die Anwendung der wiedergegebenen Nomogramme setzt die Bestimmung des Verhältnisses der Halbwertsbreiten von Spaltfunktion und Linie voraus, wofür geeignete Vorschläge gemacht werden.

Bartholomeyczuk.

**10748 H. Tellez-Plasencia.** *Etudes sur le spectre continu „technique“ des rayons X. II. Formule universelle pour les coefficients d'absorption massique globale  $\mu/\rho$ , des rayons X et  $\gamma$ .* J. Phys. Radium **16**, 709—712, 1955, Nr. 8/9. (Aug./Sept.) (C.N.R. S., Lab. Central Serv. chim.) Ausgehend von den experimentell gewonnenen Werten verschiedener Autoren über den Massenschwächungskoeffizienten wird eine leicht abzuleitende Gleichung dieses Koeffizienten für einen großen Wellenlängenbereich und für Stoffe verschiedener Atomnummern angegeben. Die nach dieser Formel einfach zu berechnenden Kurven  $\mu/\rho = f(\lambda, Z)$  stimmen mit den experimentellen Werten für  $Z < 10$  gut und für  $Z > 10$  praktisch ausreichend überein.

W. Hübner.

**10749 H. Tellez-Plasencia.** *Etudes sur le spectre continu „technique“ des rayons X. III. Formule universelle pour les coefficients massiques d'ionisation,  $i/\rho$ , des rayons X et  $\gamma$ .* J. Phys. Radium **17**, 32A—34A, 1956, Suppl. zu Nr. 3. (März.) Für den in Elektronenenergie umgesetzten Anteil des Massen-Photoabsorptions-  $\tau/\rho$  und Massen-Rückstoßkoeffizienten  $\sigma_E/\rho$  wird eine abzuleitende Formel angegeben, die es gestattet, die Größe  $(\alpha\tau + \sigma_E)/\rho$  in Abhängigkeit von der Wellen-

länge und von der Atomnummer oberhalb der Absorptionskanten zu berechnen. Die Kurven stimmen mit den theoretischen und experimentellen Werten nach VICTOREEN und KLEIN-NISHINA gut überein. W. Hübner.

10750 B. de Tollis and R. S. Liotta. *Interference in the double Compton effect*. Nuovo Cim. (10) 5, 947—954, 1957, Nr. 4. (1. Apr.) (Roma, Univ., Ist. Naz. Fis. Nucl.) Berechnet wurde der differentielle Wirkungsquerschnitt für den Doppel-COMPTON-Effekt im Fall, daß die beiden emittierten Photonen gleiche Energie und gleichen Impuls haben. Gefunden wurde ein Interferenzfaktor  $(1/4 \pi)^2$ , der multiplikativ zu dem nach der Störungsrechnung gefundenen Faktor  $1/137$  hinzutritt. Schneider.

10751 E. H. Linfoot. *Transmission factors and optical design*. J. opt. Soc. Amer. 46, 740—752, 1956, Nr. 9. (Sept.) (Cambridge, Engl., Univ., Obs.) Die Arbeit befaßt sich mit den Erfordernissen, die eine wirkliche Theorie der Abbildung erfüllen muß, damit sie praktisch gemessen und theoretisch berechnet werden kann. Diese Erfordernisse erfüllen weder die Versuche mit der Angabe des Auflösungsvermögens oder eines Zerstreuungskreisdurchmessers die Bildleistung festzulegen, noch kann man aus der Größe der Wellenaberrationen in der Austrittspupille die Bildleistung des Objektivs direkt ableiten. Es gibt nur vier formal gleichwertige Darstellungen für die Abbildungsgüte: 1. durch eine passend gewählte Eikonalfunktion, verbunden mit Angaben über Vignettierung und Absorption, 2. durch eine Apertur-Aberrationsfunktion, 3. durch eine Bildintensitätsfunktion, 4. durch eine Kontrastübertragungsfunktion. Von diesen ist der Kontrastübertragungsfaktor aus vielen Gründen am besten geeignet, die praktischen Probleme der Abbildungsqualität zu messen. Weiter wird gezeigt, wie die Behandlung optischer Bilder als FOURIER-Reihen und Integrale auf Systeme großer Öffnung und mit großem Bildwinkel und für Licht beliebiger Spektralverteilung ausgedehnt werden kann. Die Prüfung von optischen Bildern und optischen Systemen durch die Bestimmung der Kontrastübertragungsfunktion wird für einige Beispiele diskutiert. Rosenbruch.

10752 H. H. Hopkins. *The aberration permissible in optical systems*. Proc. phys. Soc. Lond. (B) 70, 449—470, 1957, Nr. 5 (Nr. 449 B). (1. Mai.) (London, Imp. Coll., Dep. Phys.) Für die Forderung, daß die Güte einer Abbildung kennzeichnende Wirkungsfunktion (response function) für ein mit Aberrationen behaftetes optisches System nicht geringer sein soll als 0,8 der Wirkungsfunktion eines fehlerfreien Systems und daß die gleiche Forderung auch mit Bezug auf zulässige Defokussierungen gestellt wird, bestimmt Vf. die zulässige Größe der Aberrationen mit Bezug auf die Zahl der Linien, die mit gutem Kontrast aufgelöst werden sollen, u. zw. für Defokussierung, für sphärische Aberration, Koma und Astigmatismus. Es werden die besten Formen der Korrektur und die beste Lage der Bildebene bei vorhandenen Abbildungsfehlern bestimmt. Es werden Näherungsformeln für die zulässigen Fehler in bezug auf Objekte mit geringerer räumlicher Frequenz angegeben, da diese — außer für sehr hoch korrigierte Objektive — die am häufigsten zu betrachtenden, also die wichtigsten Beobachtungsobjekte sind. Picht.

10753 Bernard Vittoz. *Nouvelle méthode de mesure directe de l'effet piézooptique; application au quartz*. Rev. Opt. (théor. instrum.) 35, 468—480, 1956, Nr. 8/9. (Aug./Sept.) Teil I und II (Ber. S. 1250). In diesem 3. Teil werden experimentelle Anordnungen zur Messung der piezooptischen Konstanten und ihre Anwendungen auf Quarz beschrieben. Sie wurden mit der grünen Linie  $\lambda = 5461 \text{ Å}$  des Hg-Bogens durchgeführt, für die die benutzten Werte von  $n_e$ ,  $n_o$ ,  $n_e - n_o$ ,  $n_e^2 - n_o^2$  sowie die Komponenten  $g_{33}$ ,  $g_{11}$  des Trägheitstensors angegeben werden. Die zur Berechnung der piezooptischen Konstanten des Quarzes aus den Messungen der

absoluten Änderung einer Phasendifferenz erforderlichen Gleichungen werden für die verschiedenen möglichen Meßanordnungen angegeben. — Beschreibung einer Vorrichtung und deren Anwendung, um einen gleichmäßigen Druck auf ein Flächenpaar des Quarzes zu übertragen. Beschreibung der optischen Meßanordnung sowie Mitteilung von Einzelheiten der Messungen. Diskussion der Genauigkeit und Empfindlichkeit der Meßmethoden sowie der erhaltenen Meßwerte.

Picht.

**10754 P. J. Walsh.** *Diffusion of light in frosted and silica-coated incandescent lamps.* J. opt. Soc. Amer. **46**, 558—560, 1956, Nr. 7. (Juli.) (Bloomfield, N. J., Westinghouse Electr. Corp., Lamp Div.) Kolben matterter Glühlampen zeigen ungleichmäßige Leuchtdichten und eine Unabhängigkeit der Lichtabsorption von der Wellenlänge. Kolben mit Silica-Schichten liefern dagegen gleichmäßige Leuchtdichten und wellenlängenabhängige Lichtabsorption. Es wird durch Übereinstimmung zwischen Rechnung und Meßergebnis nachgewiesen, daß die Unterschiede darauf beruhen, daß das Licht an den Ätzflächen matterter Kolben gebrochen, in der Silica-Schicht dagegen zerstreut wird.

Schlenk.

**10755 L. A. Woodward and D. N. Waters.** *A water-cooled mercury arc lamp for the excitation of Raman spectra.* J. sci. Instrum. **34**, 222—224, 1957, Nr. 6. (Juni.) (Univ. Oxford, Inorg. Chem. Lab.) Beschreibung einer modifizierten Hg-Dampflampe vom TORONTO-Typ. Die umgekehrt-u-förmige Lampe besitzt eine Gesamtlänge von Elektrode zu Elektrode von 185 cm und ist über die ganze Länge wasserumflossen. Ausführliche elektrische Charakteristik (bis 32 A) und Angaben über die Lichtausbeute.

Rumpf.

**10756 J. F. Hamilton, F. A. Hamm and L. E. Brady.** *Motion of electrons and holes in photographic emulsion grains.* J. appl. Phys. **27**, 874—885, 1956, Nr. 8. (Aug.) (Rochester, N. Y., Eastman Kodak Co.) Die gleichartige Anwendung von Licht und Spannungsstößen auf die Beweglichkeit von Elektronen und positiven Löchern in (großen) photographischen Körnern wird untersucht. Es ergibt sich, daß der Mechanismus für die Entstehung des latenten Bildes der gleiche ist, wie für die Entstehung des Auskopier-Effektes, wie sie von GURNEY und MOTT angegeben worden ist. Die positiven Löcher sind an der Auskopierschwelle bei Raumtemperatur durch das elektrische Feld beweglich. Die Photo-Elektronen werden unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes innerhalb einer Zeit von weniger als  $0,85 \mu s$  festgelegt. Hingegen ist die Beweglichkeit der positiven Löcher durch die Versuche bei der Schwelle des latenten Bildes nicht überzeugend.

Meidinger.

**10757 Věra Blumová und Josef Hrdlička.** *Der Einfluß einer nachfolgenden Bestrahlung mittels infraroter Strahlen auf die Erhöhung des Auflösungsvermögens der lichtempfindlichen Emulsion.* Czech. J. Phys. (tschech.) **6**, 529—531, 1956, Nr. 5. (Okt.) (Orig. dtsh.) Es werden Kurven (Abszisse:  $\lg t = \text{Log. Belichtungszeiten}$ ; Ordinaten: Auflösungsvermögen in  $\mu$ ; also die Beziehung zwischen Belichtungszeit und Auflösungsvermögen) gezeigt, bei denen die Grenze des Auflösungsvermögens durch Ultrarot nach Belichtung erniedrigt wird. Das Auflösungsvermögen wird mittels eines Sternes bei Belichtung mit weißem Licht einer Glühlampe und mit einem abgeblendeten Mikrotar auf eine Diapositiv-Emulsion exponiert. Die Wirkung der Ultrarot-Nachbelichtung ist (wie bekannt) verschieden und in den gezeigten Fällen besonders ausgeprägt. Weitere Versuche mit anderen Emulsionen sollen zeigen, ob eine Verbesserung des Auflösungsvermögens durch eine solche Ultrarot-Nachbelichtung erfolgreich ist.

Meidinger.

**10758 T. M. Mularchik and K. I. Petrova.** *Increasing the sensitivity of some photographic emulsions by a preliminary short exposure* Astr. J., Moscow (russ.) **34**, 102—104, 1957, Nr. 1. (Orig. russ. m. engl. Zfg.)

V. Weidemann.



**10759 Ernst Golling.** *Die Verwendung von GaAs-Photoelementen zu Schwärzungsmessungen.* Z. angew. Phys. **9**, 255—259, 1957, Nr. 5. (Mai.) (Erlangen, Siemens-Schuckertw. AG., Forschungslab.) Bei der Durchführung von objektiven Schwärzungsmessungen insbesondere für die Zwecke der Spektralanalyse müssen an die benutzten Strahlungsempfänger sehr hohe Anforderungen in bezug auf Konstanz und Empfindlichkeit gestellt werden. Die beschriebenen Untersuchungen zeigen, daß GaAs-Photoelemente diesen Anforderungen genügen und in der Empfindlichkeit den bisher üblichen Photoelementen überlegen sind. Irgendwelche Störungen durch Ermüdungserscheinungen sind bei GaAs-Photzellen nicht nachweisbar. (Zfg.) Madelung.

**10760 A. Lohmann.** *Fernsehoptische Äquidensitenherstellung.* Optik, Stuttgart **14**, 178—182, 1957, Nr. 4. (Apr.) (S. B.) (Braunschweig, T. H., Phys. Inst.) Vorschlag (und seine Begründung), die sogenannten Äquidensiten, also die Kurven gleicher Dichte, gleicher photographischer Schwärzung, statt durch Um- und Übereinanderkopieren durch Ausnutzung der nichtlinearen Kennlinie eines Fernsehübertragungsgerätes herzustellen. Wirkungsweise einer derartigen Methode sowie ihre Anwendung wird beschrieben und ihre Zweckmäßigkeit vom Standpunkt der Informationstheorie beurteilt. Picht.

**10761 Gerhard H. Hille.** *Fotografische Aufnahme- und Registriermaterialien für technische Zwecke.* Elektronik, München **5**, 236, 238—241, 1956, Nr. 9. (Sept.) H. Ebert.

**10762 Armin J. Hill.** *Effect of certain features of photo-optical transmission systems on characteristics related to picture quality in projected motion pictures.* J. opt. Soc. Amer. **46**, 691—698, 1956, Nr. 9. (Sept.) (Hollywood, Calif., Motion Picture Res. Council.) Es wird die Möglichkeit eines objektiven Qualitätsmaßes für die Abbildungsgüte verschiedener Abbildungssysteme für Kinoprojektion diskutiert. Es wird dem Vorschlag von O. H. SCHADE entsprechend die Kontrastübertragungsfunktion der einzelnen Übertragungsglieder: Aufnahmeobjektiv, Negativfilm, Reproduktionsobjektiv, Positivfilm und Projektionsobjektiv bestimmt, und deren Gesamtkontrastübertragungsfunktion daraus gewonnen. Der Vf. kommt zu dem Ergebnis, daß die Methode von SCHADE gut mit den experimentellen Ergebnissen übereinstimmt, und ein besseres Kriterium gibt als die Bestimmung des Auflösungsvermögens. Rosenbruch.

**10763 B. N. Mattoo.** *Absorption and fluorescence spectra of coumarins.* Trans. Faraday Soc. **52**, 1184—1194, 1956, Nr. 9 (Nr. 405). (Sept.) (Poona, Ind., Univ. Dep. Chem.) Absorptions- und Fluoreszenzspektren von Cumarin und verschiedener Cumarinderivate wurden untersucht und diskutiert. Die Absorptionsspektren werden vollständig modifiziert, wenn außer den im Cumarin-Kern vorhandenen Resonanzen zusätzliche ermöglicht werden. Die Stellung der Hydroxyl-Gruppe und die Anwesenheit anderer Gruppen haben auf die Fluoreszenzausbeute großen Einfluß. Bartholomeyczky.

**10764 Donald H. Thurnau.** *Quantum efficiency measurements on several phosphors under excitation in the extreme ultraviolet.* J. opt. Soc. Amer. **46**, 346—349, 1956, Nr. 5. (Mai.) (Boulder, Col., Univ.) Quantenausbeitemessungen im Vakuum-UV (275—1715 Å) mit Hilfe von Vakuum-Gittermonochromator und H<sub>2</sub>-Kontinuum an einer Reihe von Leuchtstoffen (relativ zur Lumineszenz von Na-Salicylat) zeigen folgenden Verlauf der relativen Ausbeute  $\eta$  mit  $\lambda$ : Für CaMg(SiO<sub>3</sub>)<sub>2</sub>·Ti, CaSiO<sub>3</sub>·Mn, Pb bzw. 3Ca<sub>3</sub>(PO<sub>4</sub>)<sub>2</sub>·Ca(Cl,F)<sub>2</sub>·Mn, Sb nimmt  $\eta$  unterhalb 1640 Å ab, und zwar bis auf konstante Werte für  $\lambda < 1250$  Å von ca. 40, 60 bzw. 20 %. Für CaWO<sub>4</sub>·Pb und Mg<sub>2</sub>WO<sub>5</sub> zeigt  $\eta$  ein Minimum bei ca. 1000 Å, für Zn<sub>3</sub>(PO<sub>4</sub>)<sub>2</sub>·Mn bei ca. 800 Å; der bei kürzeren Wellenlängen einsetzende starke Anstieg

von  $\eta$  ist möglicherweise auf ein Einsetzen sekundärer Anregungsvorgänge zurückzuführen.  
Rudolph.

**10765 G. G. Harman and R. L. Raybold.** *High-frequency-induced electroluminescence in ZnS.* Phys. Rev. (2) **104**, 1498—1499, 1956, Nr. 6. (15. Dez.) (Washington, D. C., Nat. Bur. Stand., Electron Tube Lab.) Die Schwellenspannung  $V_0$  für das Auftreten einer Elektrolumineszenz an drei ZnS-Einkristallen zeigt als Funktion der Frequenz  $f$  der angelegten Spannung (1 Hz bis 370 MHz) bis zu  $f$  etwa  $10^6$  Hz nur geringe Änderungen und nähert sich für sehr niedrige Frequenzen dem Gleichspannungswert. Relaxationserscheinungen machen sich erst für  $f > 10^6$  bis  $10^6$  Hz bemerkbar. Die Lichtemission  $J$  als Funktion der angelegten Spannung  $V$  folgt über vier Zehnerpotenzen der Beziehung  $J = A(V - V_0)^B$ , wobei die Konstante  $A$  von der Frequenz abhängt und der Exponent  $B$  (von der Kristallbeschaffenheit und von der Frequenz abhängig) Werte zwischen 2,5 und 3,7 annehmen kann.  
Rudolph.

**10766 K. J. Teegarden.** *Luminescence of potassium iodide.* Phys. Rev. (2) **105**, 1222—1227, 1957, Nr. 4. (15. Febr.) (Rochester, N. Y., Univ., Inst. Opt.) Lichtabsorption in der langwelligsten Bande der optischen Eigenabsorption von Kaliumjodid-Kristallen bei  $-160^\circ\text{C}$  führt zu einer Lumineszenz mit der Quantenausbeute 0,5—1. Das Anregungsspektrum zeigt einen steilen Anstieg an der langwelligsten Kante der Eigenabsorption. An der Stelle des Absorptionsmaximums befindet sich im Anregungsspektrum ein deutliches Minimum, wie bei der Selbstumkehr einer Spektrallinie. Das Emissionsspektrum besteht aus einer breiten Bande zwischen 2,6 und 3,6 eV. Die Experimente lassen darauf schließen, daß die Lumineszenz vom reinen KI herrührt, daß sie jedoch durch Verunreinigungen und Gitterstörungen im Kristall beeinflusst wird.  
Martienssen.

**10767 F. A. Kröger.** *Some optical and electrical measurements on blue fluorescent ZnS-Cl single crystals.* Physica, s'Grav. **22**, 637—643, 1956, Nr. 8. (Aug.) (Eindhoven, N. V. Philips' Gloeilampenfabr.) An ZnS-Kristallen, die Spuren von  $\frac{1}{2}\text{Cl}$  enthalten, wird die Lumineszenz, die Photo-Leitfähigkeit, der HALL-Effekt sowie Lumineszenz und elektrische Leitfähigkeit bei Erwärmung nach vorausgehender Bestrahlung gemessen. Die Elektronenbeweglichkeit bei Zimmertemperatur ist  $120\text{ cm}^2/\text{Vs}$ , sie nimmt mit steigender Temperatur ab. Das Energieniveau der von Cl gebildeten Elektronenfänger („traps“) liegt bei  $0,24 \pm 0,02$  eV, die Häufigkeit der Elektronenabgabe ist  $7 \cdot 10^4\text{ s}^{-1}$  und der Wirkungsquerschnitt für die Aufnahme von Elektronen  $3 \cdot 10^{-21}\text{ cm}^2$ . Die Rekombinations-Niveaus („killers“) liegen etwa 0,7 eV unter dem Leitfähigkeitsband.  
G. Bauer.

**10768 N. Arplarian.** *Existence d'un effet intensificateur des éléments du groupe du fer et situation du niveau de Fermi dans les sulfures luminescents.* J. Phys. Radium **17**, 674—678, 1956, Nr. 8/9. (Aug./Sept.) (S. B.) (Paris, Fac. Sci., Lab. Luminescence.) Bei Zusatz von Fe, Co, bzw. Ni wird in Sulfidphosphoren außer dem bekannten Killereffekt auch eine Intensitätserhöhung des Nachleuchtens beobachtet. Es wird über Messungen an ZnSAu ( $2,17 \cdot 10^{-4}\text{ g/g ZnS}$ ) berichtet mit zwischen 0 und 100 % des Au-Gehalts variierten Zusätzen von Fe, Co oder Ni. Die Ergebnisse werden in Form von Isochronen: Helligkeit  $t$  s nach Ende der Erregung in Abhängigkeit vom Killergehalt, bezogen auf die Helligkeit ohne Zusatz, dargestellt. Beim stationären Leuchten ( $t = 0$ ) wird durch 5 % Fe und Ni bzw. durch 2 % Co die Helligkeit nahezu verdreifacht. Der Killereffekt macht sich erst bei  $> 25\%$  Fe,  $> 15\%$  Ni und  $> 7,5\%$  Co bemerkbar. Durch Co-Gehalte  $< 10\%$  wird das Nachleuchten verstärkt, und zwar um so mehr, je größer  $t$  ist. Für  $t = 10$  min ist die maximale Verstärkung siebenfach. Die Befunde werden durch Abhängigkeit der FERMI-Grenze von der Killerkonzentration gedeutet.

FERMI-Grenze oberhalb der Killerniveaus führt zur Löschung, unterhalb der Killerniveaus zur Verstärkung des Leuchtens. — Diskussionsbemerkung von GERGELY. Schön.

10769 Gy. Gergely. *Effet des extincteurs sur les spectres d'absorption et d'émission des sulfures de zinc activés à l'argent.* J. Phys. Radium **17**, 679—683, 1956, Nr. 8/9. (Aug./Sept.) (S. B.) (Budapest, Inst. Rech. Télécommun.) An hexagonalem ZnS Ag ( $2 \cdot 10^{-4}$  g/g), das mit 4 % NaCl bei  $1160^\circ\text{C}$  geglüht wurde, und das Fe-, Co- oder Ni-Zusätze in verschiedenen Konzentrationen ( $0$ ,  $10^{-8}$ ,  $10^{-7}$ ,  $10^{-6}$ ,  $10^{-5}$ ,  $10^{-4}$  g/g) enthielt, wurden die Emissions- und die Reflexionsspektren, die gesamte Emission im Blauen, Roten und im nahen Ultrarot, die absolute Quantenausbeute (mit einem Mikrokolorimeter) und der Absorptionskoeffizient im UV (mit einer photoelektrischen mikroskopischen Methode) gemessen. Das Fe hat eine rote, Ni eine ultrarote Emissionsbande, deren Intensität bei den Konzentrationen der Killer am größten ist, bei denen die Schwächung des blauen Leuchtens beginnt. Die auf den Killern beruhende Absorption macht sich erst bei Konzentrationen von  $10^{-4}$  g/g bemerkbar und reicht nicht aus, um den Killereffekt zu erklären. — Diskussionsbemerkungen von HANGOS, ORTMANN, M. GRILLOT. Schön.

10770 V. Levchine. *Influence sur la loi de déclin de la phosphorescence de l'existence de plusieurs systèmes de pièges et du phénomène de recapture.* J. Phys. Radium **17**, 684—687, 1956, Nr. 8/9. (Aug./Sept.) (S. B.) (Moscou, Inst. Phys. Lébédév.) Die Abklingdauer der Phosphoreszenz kann entweder dadurch groß werden, daß das „retrapping“ der Elektronen stark ist, oder darauf beruhen, daß man Haftstellen verschiedener Tiefe hat. Zur Diskussion dieser Frage wird darauf hingewiesen, daß nach SION-JOHN der Wirkungsquerschnitt für Rekombination und der für retrapping sich beim ZnSCuCo für optisch frei gemachte Elektronen wie 2:1, dagegen für thermische Elektronen wie 100:1 verhält, und daß die Abklingkurven der Phosphoreszenz ähnlich sind, wenn man sie jeweils bei den Temperaturen der glow-Maxima aufnimmt. Außerdem wird festgestellt, daß bei der Anregung die Elektronen bevorzugt in die flacheren Haftstellen übergehen. Beim Abklingen sind drei Phasen zu unterscheiden, eine schnelle, bei der solche Haftstellen sich entleeren, deren glow-Maximum unterhalb der Anregungstemperatur liegt, eine Phase mittlerer Geschwindigkeit, für die beide Temperaturen übereinstimmen, und eine langsame Phase, bei der Haftstellen entleert werden, deren glow-Maximum bei höheren Temperaturen liegt. Das hyperbolische Abklinggesetz beruht auf einer Tiefenverteilung der Haftstellen und auf dem retrapping. — Diskussionsbemerkung von GERGELY. Schön.

10771 T. B. Louchtehik. *Sur les processus de relaxation non isothermes dans les cristaux phosphorescents.* J. Phys. Radium **17**, 687—688, 1956, Nr. 8/9. (Aug./Sept.) (S. B.) (Tartou, Esthonie, Univ.) Für die Untersuchung des Verhaltens angeregter Phosphore bei steigender Temperatur (z. B. Thermolumineszenz) wird außer dem linearen Aufheizungsgesetz auch ein Aufheizen nach  $dT/dt = \beta T^2$  sowie eine Impulsaufheizung (lineare Aufheizung, unterbrochen durch schnelles Abkühlen und nachfolgendes schnelles Wiederaufheizen) vorgeschlagen. Außer der Lumineszenz, dem Photostrom und der DK läßt sich auch die Farbzentrenabsorption während des Aufheizens verfolgen. Eine fünfte Methode zur Untersuchung der Haftstellen besteht darin, daß man während des Aufheizens Lichtimpulse in die Absorptionsbande einstrahlt. — Ergebnisse an Alkalihalogeniden: Die Wahrscheinlichkeit des retrapping ist kleiner als die der leuchtenden Rekombination. Haftenergien in eV der F-Zentren:

|           | NaCl | NaBr | KCl  | KBr  | KJ    |
|-----------|------|------|------|------|-------|
| optisch   | 2,65 | 2,29 | 2,19 | 1,96 | 1,80  |
| thermisch | 1,03 | 0,78 | 1,03 | 0,82 | 0,65. |

Diskussionsbemerkung von LEVCHINE.

Schön.



**10772 Michael Schön.** *Le modèle des bandes dans les sulfures phosphorescents cristallins.* J. Phys. Radium **17**, 689—693, 1956, Nr. 8/9. (Aug./Sept.) (S. B.) (München, T. H., Lab. Tech. Phys.) Im ersten Teil der Arbeit werden die Voraussetzungen der für die Sulfidphosphore angesetzten reaktionskinetischen Gleichungen angegeben und ihre Gültigkeit nachgeprüft. Wesentlich ist, daß im angeregten Phosphor die Diffusionslängen der freien Ladungsträger größer sind als die mittleren Abstände der Gitterstörungen, was aus der gemessenen Lebensdauer und der Beweglichkeit ergibt, und daß die freien Ladungsträger nur geringe Wechselwirkung mit dem Gitter haben, was aus der Gleichheit der optisch und thermisch ermittelten Werte der Breite der verbotenen Zone folgt. — Im zweiten Teil der Arbeit wird die Darstellung der Gitterstörungen im Bänder-schema durch Terme in der verbotenen Zone behandelt. Die Terme gelten jeweils nur für einen ganz bestimmten Umladungsprozeß, wobei noch zu unterscheiden ist, ob er thermisch oder optisch verläuft. Ferner werden die Bedingungen dafür angegeben, daß an Gitterstörungen mehrere Umladungsprozesse (mehrwertige bzw. ambivalente Gitterstörungen) auftreten können. — Diskussionsbemerkung von BALKANSKY (Löcherbeweglichkeit im CdS  $2490 \text{ cm}^2/\text{Volt s}$ ), D. CURIE (nach photomagnetoelektrischen Messungen viel geringere Löcherbeweglichkeit; Diffusionslänge der Ladungsträger nach eigenen Abschätzungen kleiner als im Vortrag angegeben, so daß sich monomolekulares Verhalten ergeben sollte), BROSER (Ultrarotbanden), ANTONOW-ROMANOWSKY (Einfangquerschnitte in Gitterstörungen) und D. CURIE (Einfangquerschnitte). Schön.

**10773 V. V. Antonov-Romanovsky.** *Sur le rendement de la luminescence dans les phosphores cristallins.* J. Phys. Radium **17**, 694—698, 1956, Nr. 8/9. (Aug./Sept.) (S. B.) Zur Deutung der Abhängigkeiten der Ausbeute von Sulfidphosphoren werden Reaktionsgleichungen aufgestellt, wobei vorausgesetzt wird, daß die anregende Strahlung gleichzeitig auch Elektronen aus Haftstellen und Löcher aus Aktivatoren entfernt, daß in der Ladungsbilanz die Konzentrationen der freien Ladungsträger vernachlässigbar klein sind, daß weder Haftstellen noch Aktivatoren voll besetzt sind und daß alle thermisch freigemachten Elektronen leuchtend rekombinieren, während die optisch frei gemachten nicht leuchten. Die erhaltenen Formeln werden mit experimentellen Ergebnissen über die Intensitäts- und Temperaturabhängigkeit der Ausbeute von ZnSCu- und ZnSCuCo-Phosphoren verglichen. — Diskussionsbemerkungen von H. A. KLASSENS, JABLONSKI und JASZCZYN. Schön.

**10774 Daniel Curie.** *Etude théorique et expérimentale de quelques propriétés des pièges à électrons et des centres luminogènes dans les sulfures.* J. Phys. Radium **17**, 699—704, 1956, Nr. 8/9. (Aug./Sept.) (S. B.) (Paris, Fac. Sci., Lab. Luminescence.) Auf Grund von wellenmechanischen Überlegungen über das Verhalten von optisch angeregten und thermisch aus Haftstellen frei gemachten Elektronen im idealen und im gestörten Gitter, sowie aus der Diskussion experimenteller Ergebnisse aus Untersuchungen des Nachleuchtens und der Thermolumineszenz, und schließlich aus Betrachtungen über die Verteilung der Aktivatoren und Haftstellen über das Gitter kommt Vf. zu dem Ergebnis, daß ein rein bimolekulares Leuchten nur zu erwarten ist in nahezu ungestörten Kristallen. Wenn Haftstellen und Leuchtzentren assoziiert sind, erhält man Phosphoreszenz langer Dauer, die monomolekular abklingt. Werden die Elektronen optisch aus den Haftstellen entfernt, ist der bimolekulare Anteil beträchtlich, ebenso, wenn die Haftstellen und die Leuchtzentren nicht assoziiert, sondern statistisch über das Gitter verteilt sind. In diesem Fall erhält man jedoch keine langdauernde Phosphoreszenz. — Diskussionsbemerkungen von LEVCHINE (Konzentrationsauslöschung), F. E. WILLIAMS (Assoziation von Aktivatoren und Haftstellen) und ausführliche Antwort von D. CURIE (Theoretische Berechnung von Haftstellentiefen). Schön.

**10775 E. I. Adirovitch.** *La formule de Becquerel et la loi élémentaire du déclin de la luminescence des phosphores cristallins.* J. Phys. Radium **17**, 705—707, 1956, Nr. 8/9. (Aug./Sept.) (S. B.) (Moscou, Inst. Phys. Lébédév.) Die Reaktionsgleichungen für Sulfidphosphore werden unter Berücksichtigung der Haftstellen-sättigung, aber ohne Berücksichtigung der strahlungslosen Übergänge, d. h. unter der Annahme stabiler Lokalisierung der Löcher in den Aktivatoren allgemein integriert. Für das Abklingen der Phosphoreszenz ergibt sich ein Verlauf, der durch die BECQUERELSche Formel einer Hyperbel mit gebrochenem Exponenten angenähert werden kann. Der Exponent hängt vom Verhältnis  $\gamma$  der Wirkungsquerschnitte des Elektroneneinfangs durch die Haftstellen und durch die Aktivatoren ab. Für  $\gamma = 1$  ist er gleich 2. Mit zunehmendem  $\gamma$  wird er kleiner. Für  $\gamma = 70$  ist er 1 und für  $\gamma = 500$  geht er auf 0,8 zurück. — Diskussionsbemerkungen von D. CURIE (Allgemeine Überlegungen zum Problem der Abklingkurve der Phosphoreszenz), P. VERNOTTE (Hinweis auf die verschiedenartigen Möglichkeiten der näherungsweisen Darstellung der Abklingkurven) und ANTONOW-ROMANOW-SKY (Kritische Bemerkungen). Schön.

**10776 Antonin Bohun.** *Der Einfluß von Beimengungen auf die Verfärbung, Elektronenemission und Lumineszenz von röntgenbestrahlten Ionenkristallen.* Czech. J. Phys. (tschech.) **6**, 141—151, 1956, Nr. 2. (Apr.) (Orig. dtsh. m. russ. Zfg.) (Prag, Czechosl. Acad. Wiss., Inst. tech. Phys.) An röntgenbestrahltem NaCl, NaCl(Ag), NaCl(Ca) und NaCl(Pb) werden gleichzeitig Thermoemissions- und Thermolumineszenzkurven aufgenommen. Die Aktivatorkonzentrationen lagen in der Größenordnung 1 %, die Bestrahlungsbedingungen waren 25 kV, 200 mA-min oder 1200 mA-min. Der Einfluß von Art und Konzentration der Verunreinigungen, von Bestrahlung und Temperatur auf die Bildung von Farbzentren auch im langwelligen Spektralbereich wird eingehend diskutiert. — Außerdem werden orientierende Versuche an Flußspat durchgeführt, die zeigen, daß die grüne Verfärbung nicht eindeutig auf die Anwesenheit Seltener Erden zurückgeführt werden kann. — Auf einige Unstimmigkeiten mit Ergebnissen verschiedener Autoren — besonders in bezug auf die Zuordnung der Thermolumineszenzmaxima zu den verschiedenen Farbzentren — wird hingewiesen. Abschließend behandelt Vf. die bisherigen Theorien und Methoden zur Bestimmung thermischer Dissoziationsenergien und der Frequenzfaktoren. W. Kolb.

**10777 R. E. Shrader, S. Laraeh and I. J. Hegyi.** *Effect of halide coactivators on absorption and emission phenomena in zinc sulfide phosphors with copper activator* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 213, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.) Schön.

## VIII. Werkstoffe

**10778 W. I. Dianow-Klokow und E. A. Schibalow.** *Ein automatisches Durchfluß-Refraktometer.* Feingeräte-Technik **5**, 448—451, 1956, Nr. 10. (Okt.) (Übers. aus: Meßtech., Moskau 1955, 42—45, Nr. 2.) Das hier beschriebene Durchfluß-refraktometer ist zur laufenden Überwachung und Steuerung chemischer Trennanalysen konstruiert. Das Meßprinzip beruht auf der FRESNELSchen Beugung und Interferenz am Rande einer durchsichtigen Platte mit Parallellflächen. Die zur Messung benötigte Flüssigkeitsmenge beträgt 0,05 bis 0,1 cm<sup>3</sup>. Es werden Brechzahländerungen von  $dn = 5,6 \cdot 10^{-4}$  noch angezeigt. Die Zahl der durchgehenden Interferenzstreifen wird photoelektrisch registriert. Rosenbruch.

**10779 R. Motoi.** *Le contrôle de la rugosité des surfaces usinées, à l'aide du microscope à comparateur.* Met. apl., Bukarest **3**, 1956, Nr. 2, (Febr.) S. 33—35. (Orig. rumän.

m. franz. Zfg.) Es wird die Konstruktion eines Vergleichsmikroskopes zur Überprüfung der Rauheit industriell hergestellter Oberflächen besprochen und ein Vergleich mit ähnlichen Geräten ausländischer Herkunft angestellt.

H. Böhme.

**10780 Hans-Eberhard Caspary.** *Verwendung von Szintillationszählern an Stelle von Zählrohren zur zerstörungsfreien Materialprüfung.* ForschBer. Wirtsch.-Verkehrsmin. Nordrh.-Westf. 1956, Nr. 320. 30 S. Herausg.: Leo Brandt. Westdeutscher Verlag Köln u. Opladen. Sehr feine Unterschiede in der Absorption eines Prüflings sind aus statistischen Gründen bei endlichem Zeitaufwand nur bei hohen Intensitäten und kürzester Totzeit des Quantenzählers feststellbar. Grundsätzlich ist wegen seiner 1000 mal kleineren Totzeit der Szintillationszähler dem Zählrohr überlegen. Vf. beschreibt ein tragbares Versorgungs- und Impulsnachweisgerät (11 kg) für Szintillationszähler und Zählrohre. Es enthält die Spannungsversorgung, einen 11-stufigen Diskriminator und ein Integratorinstrument. Um das Gerät handlich zu halten, mußte auf höchstes Auflösungsvermögen verzichtet werden. Dennoch kann man mit dem Szintillationszähler bei wesentlich höheren Impulsquoten arbeiten, als mit dem Zählrohr. Trier.

**10781 E. R. Johnson, R. Bruce, R. Steinmann and V. Cagnat.** *Economical and versatile Co<sup>60</sup> gamma-ray source.* Nucleonics 14, 1956, Nr. 11, (Nov.) S. 119 bis 120. (Hoboken, N. J., Stevens Inst. Technol.) Die Installierung einer Co-60- $\gamma$ -Quelle mit Quellenhalterung, Behälter auf Schienen mit Bleiabschirmung, Aufzugmechanismus und Ummauerung wird beschrieben. Die Anlage ist für etwa 300 C konstruiert; sie liefert in Ruhestellung 1 bis 3 mr/h an der Oberfläche und in Arbeitsstellung 2 mr/h seitlich und 20 mr/h oberhalb der Anlage, je in 1 m Abstand. Die komplette Anlage soll abgesehen vom Co-60 für etwa 1900 \$ gefertigt werden können. Schneider.

**10782 A. Ghilezan.** *Méthodes rapides pour l'analyse spectrale des matières premières, des matériaux et des pièces.* Met. apl., Bukarest 3, 1956, Nr. 1, (Jan.) S. 5—8. (Orig. rumän. m. franz. Zfg.) Vf. bespricht einige Vorrichtungen zur Verbesserung der Arbeitsbedingungen in der Spektralanalyse und verschiedene industrielle Ausführungen von Spektroskopen. H. Böhme.

**10783 Sigmund Weissmann and Doris L. Evans.** *An X-ray study of the substructure of fine-grained aluminum.* Acta cryst. 7, 733—737, 1954, Nr. 11. (10. Nov.) (New Brunswick, N. J., Rutgers Univ., Coll. Engng.)

**10784 L. S. Birks.** *Prediction of phase transformation in steel during cooling.* Acta cryst. 7, 694, 1954, Nr. 10. (Okt.) (S. B.)

**10785 Z. Nishiyama.** *Recent work on martensitic crystallographic transitions in Japan.* Acta cryst. 7, 694—695, 1954, Nr. 10. (Okt.) (S. B.)

**10786 K. W. Andrews.** *The transformation  $\gamma \rightarrow \alpha$  in certain iron alloys.* Acta cryst. 7, 695, 1954, Nr. 10. (Okt.) (S. B.)

**10787 H. Wilman.** *Electron-diffraction evidence on the mechanism of the  $\alpha \rightarrow \gamma$  transformation in iron.* Acta cryst. 7, 695, 1954, Nr. 10. (Okt.) (S. B.)

**10788 Franz Weddeling.** *Wanderungerscheinungen in flüssigen Metallegierungen unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes.* Diss. T. H. Aachen, 1957.

H. Ebert.

**10789 J. Bernard, J. Moreau et J. Plateau.** *Sur les modifications microgéométriques de la surface des alliages fer-chrome en équilibre avec des atmosphères  $H_2-H_2O$  de*



*composition variable*. Z. Elektrochem. **61**, 59—65, 1957, Nr. 1. (Febr.) (Paris, Univ., Lab. Chim. Min. B; Saint Germain en Laye, Inst. Rech. Siderurgie.) Vff. untersuchten bei Temperaturen von 900—1300 °C die mikrogeometrischen Modifikationen der Oberfläche von Eisen-Chromlegierungen verschiedener Zusammensetzungen (18 %, 23 % und 30 %) im Gleichgewicht mit den Atmosphären  $H_2$ - $H_2O$ . Es war möglich, den Einfluß der zwei wesentlichen Variablen Temperatur und Partialdruck des Wasserdampfes in der Atmosphäre auf die Modifikationen der Oberflächenstruktur der untersuchten Metalle zu studieren. Aus den Beobachtungen ergibt sich ein bedeutender Einfluß der chemischen Adsorption auf die Morphologie der metallischen Oberfläche. Röhm.

10790 **Riccardo Ferro**. *The crystal structures of SrCd, BaCd, SrHg and BaHg*. Acta cryst. **7**, 781, 1954, Nr. 11. (10. Nov.) (Genoa, Italy, Univ., Chem. Inst.)

10791 **J. Adam and J. B. Rieh**. *The crystal structure of  $WAl_{12}$ ,  $MoAl_{12}$  and  $(Mn, Cr) Al_{12}$* . Acta cryst. **7**, 813—816, 1954, Nr. 12. (10. Dez.) (Didcot, Berks., Engl., Atomic Energy Res. Est.)

10792 **Gunnar Bergman and David P. Shoemaker**. *The determination of the crystal structure of the  $\sigma$  phase in the iron-chromium and iron-molybdenum systems*. Acta cryst. **7**, 857—865, 1954, Nr. 12. (10. Dez.) (Pasadena, Calif., Inst. Technol., Gates and Crellin Lab. Chem.) Schön.

10793 **Robert Collongues**. *Etude de la transformation ordre-désordre du ferrite de lithium  $FeLiO_2$* . Bull. Soc. Chim. Fr. 1957, S. 261—263, Nr. 2. (Febr.) (Viry-sur-Seine, C.N.R.S., Centr. Etudes Chim. Métallurg.) In der vorliegenden Arbeit wird die Transformation Ordnung-Unordnung des Lithiumferrits ( $FeLiO_2$ ) untersucht. Dabei ergibt sich eine neue von diesem Ferrit gebildete Struktur, die quadratisch vom Typ CuAu ist. Der kristalline Parameter ist  $a = 4,138 \text{ \AA}$ . Die Ionen  $Fe^{++}$  und  $Li^+$  sind statistisch verteilt in den Kationenlagen des Gitters. Durch Gleitung bei niedriger Temperatur stabilisiert sich eine Ordnung in der Verteilung der Kationen (unter 750 °C). Die Übergangstemperatur zwischen dem geordneten und ungeordneten Zustand ist 670 °C. Es werden noch die verschiedenen gebildeten Formen des Ferrits bei Gleitung bei niedrigerer Temperatur beschrieben, wobei die röntgenographisch bestimmten Gitterparameter mit angegeben sind.

Röhm.

10794 **Robert Collongues**. *Ordre-désordre*. Bull. Soc. Chim. Fr. 1957, S. 265—269, Nr. 2. (Febr.) (Vitry-sur-Seine, C.N.R.S., Centre Etudes Chim. Métallurg.) Vff. zeigt, daß aus der Untersuchung der Ordnungsvorgänge in den Legierungen und vor allem aus der Transformation Ordnung-Unordnung eine große Zahl von strukturellen Erscheinungen aufgeklärt werden kann. Dabei spielen die Atomverteilung und die Gitterfehler eine große Rolle. Allgemein werden die Betrachtungen der Unordnungsvorgänge am klassischen Beispiel Kupfer—Gold durchgeführt. Im Einzelnen wird dann gezeigt, daß verschiedene Typen von Überstrukturen, insbesondere gewisse Ferrite, in einen oder andern Zustand existieren können. Weiterhin gibt es eine Reihe von Substanzen, die einen Übergang zwischen dem kristallisierten und dem amorphen Zustand bilden. Röhm.

10795 **G. C. Kuczynski, M. Doyama and M. E. Fine**. *Transformations in disordered gold copper alloys*. J. appl. Phys. **27**, 651—655, 1956, Nr. 6. (Juni.) (Notre Dame, Ind., Univ., Dep. Metall.; Evanston, Ill., Northwest. Technol. Inst., Dep. Metall.) Durch Messung der spezifischen Wärme (Doppelt-Differential-Abkühlungsverfahren nach SYKES, 1935), des Wärmeausdehnungskoeffizienten (LEITZ-HTV-Dilatometer), des YOUNG-Moduls (Resonanzfrequenz der longitudinalen Schwingung) sowie der Streckgrenze (Belastungs-, Formänderungskurve) wird nachgewiesen, daß  $Cu_3Au$ -Legierungen eine Phasenänderung zwischen 550 und 600 °C

durchlaufen, möglicherweise eine weitere bei 850 °C. Die erstere ist bezüglich der Legierungszusammensetzung sehr scharf ausgeprägt. H. Ebert.

**10796 Hannelore Kofler-Valencak und Helmut Krainer.** *Rekristallisationsuntersuchungen an Nickel-Chrom- und Eisen-Nickel-Chrom-Legierungen.* Arch. Eisenhüttenw. **27**, 725—730, 1956, Nr. 11. (Nov.) (Kapfenberg, Gebr. Böhler u. Co., A.G.) An den genormten Heizleiterlegierungen NiCr 8020 und NiCr 3020 wird das Rekristallisations- und Verformungsverhalten untersucht. Bezüglich der Zugfestigkeit, Dehnung, Erholung der röntgenographischen Untersuchungsergebnisse und der Kornneubildung wurde das übliche Verhalten verformter und wärmebehandelter Legierungen festgestellt. Dagegen verhält sich der elektrische Widerstand abweichend: er sinkt merklich mit zunehmender Verformung. Auch die Erholung des elektrischen Widerstandes verläuft anders. Im Temperaturbereich um 500 ° tritt eine zusätzliche Widerstandserhöhung ein. German.

**10797 H. H. Greger and M. Berg.** *Instrument for measuring workability of clay-water systems.* J. Amer. ceram. Soc. **39**, 98—103, 1956, Nr. 3. (März.) (Coll. Park, Md; Ceram. Engng. Section.) Beschreibung eines Rotationsviskosimeters zur Messung der Zähigkeit und zur Untersuchung des Fließverhaltens von Ton-Wasser-Systemen. Das Gerät gestattet eine Ermittlung des Anlaßwertes.

Deeg.

**10798 H. T. Smyth.** *Thermal expansion of vitreous silica.* J. Amer. ceram. Soc. **38**, 140—141, 1955, Nr. 4. (Apr.) (New Brunswick, N. J., Rutgers Univ.) Versuch einer Deutung der anomalen Wärmeausdehnung des Quarzglas. Deeg.

**10799 O. J. Whittemore jr. and N. N. Ault.** *Thermal expansion of various ceramic materials to 1500 °C.* J. Amer. ceram. Soc. **39**, 443—444, 1956, Nr. 12. (Dez.) (Worcester, Mass., Norton Comp., Res. Dev. Dep.) Mitteilung der Wärmeausdehnung von 21, besonders oxydkeramischen Werkstoffe. Deeg.

**10800 S. Spinner.** *Elastic moduli of glasses at elevated temperatures by a dynamic method.* J. Amer. ceram. Soc. **39**, 113—118, 1956, Nr. 3. (März.) (Washington, Nat. Bur. Stand.) Elastizitäts- und Schubmodul wurden für 13 technische Gläser von Zimmertemperatur bis knapp unter den Transformationsbereich gemessen. Quarzglas, Vycor-Brand-Glas und Pyrex-Brand-Glas ergaben positive Temperaturkoeffizienten in den elastischen Moduln; die Poissonsche Konstante hatte bei allen untersuchten Gläsern einen positiven Temperaturkoeffizienten.

Deeg.

**10801 S. Spinner and A. Napolitano.** *Relation between refractive index and elastic moduli of a borosilicate glass after heat-treatment.* J. Amer. ceram. Soc. **39**, 390 bis 394, 1956, Nr. 11. (Nov.) (Washington, Nat. Bur. Stand.) Zwischen Brechungsindex und den elastischen Moduln eines Borosilikatglases besteht ein linearer Zusammenhang trotz verschiedener thermischer Vorgeschichte des Glases. Daraus wird geschlossen, daß zur Charakterisierung eines Glases bezüglich Dichte, Brechungsindex, Elastizitätsmodul und Schubmodul eine einzige fiktive Temperatur genügt. — Ein klarer Zusammenhang zwischen Brechungsindex und Poissonscher Konstanten ist nicht zu erkennen. Deeg.

**10802 V. K. Moorthy and F. V. Tooley.** *Effect of certain organic liquids on strength of glass.* J. Amer. ceram. Soc. **39**, 215—217, 1956, Nr. 6. (Juni.) (Urbana, Univ., Dep. Ceram. Engng.) Zerreißversuche wurden an Glasfäden (Glaszusammensetzung in runden Zahlen: 73 SiO<sub>2</sub>, 17 Na<sub>2</sub>O, 5 CaO, 4 MgO, 1 Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) vorgenommen, die während des Bruches unter verschiedenen organischen Flüssigkeiten gehalten wurden. Verwendete Flüssigkeiten: Alkohole, Heptan, Benzol, Toluol, Wasser. Die Zerreißfestigkeit in diesen Flüssigkeiten erwies sich höher als beim Versuch in Wasser. Bei Nitrobenzol ergab sich ein umgekehrtes Verhalten.

Deeg.

**10803 C. E. Weir and L. Shartsis.** *Compressibility of binary alkali borate and silicate glasses at high pressures.* J. Amer. ceram. Soc. **38**, 299—306, 1955, Nr. 9. (Sept.) (Washington, D. C., Nat. Bur. Stand.) Überblick über die Kompressibilität (isotherm) bei 21 °C und zwischen 1000 und 10000 at binärer Alkali-Borat- und Alkali-Silikat-Gläser. Mit wachsendem Alkaligehalt nimmt die Kompressibilität ab. Deeg.

**10804 Ch. E. Weir and L. Shartsis.** *Compressibility of binary alkaline-earth borate glasses at high pressures.* J. Amer. ceram. Soc. **39**, 319—322, 1956, Nr. 9. (Sept.) (Washington, Nat. Bur. Stand.) Messung der Kompressibilität an Barium-, Strontium- und Calciumboratgläsern im Bereich von 1000 bis 10000 at bei Zimmertemperatur. Bei gleichem molaren Anteil an Erdalkalioxyd besitzt das Bariumboratglas die größte Kompressibilität, das Calciumboratglas die kleinste. Die Strontiumboratgläser liegen in der Mitte. Deeg.

**10805 C. Weir, S. Spinner, I. Malitson and W. Rodney.** *Relaxation in glasses subjected to hydrostatic pressure.* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 214, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.) Schön.

**10806 W. H. Otto.** *Relationship of tensile strength of glass fibers to diameter.* J. Amer. ceram. Soc. **38**, 122—124, 1955, Nr. 3. (März.) (Newark, Ohio; Owens-Corning Fibergl. Corp. Res. Lab.) Experimentelle Untersuchung der Zugfestigkeit dünner Glasfäden als Funktion der Herstellungsbedingungen. Deeg.

**10807 S. L. Blum.** *Some physical factors affecting the internal damping of glass.* J. Amer. ceram. Soc. **38**, 205—210, 1955, Nr. 6. (Juni.) (Cambridge, Mass. Inst. Technol.) Beschreibung einer Versuchsanordnung zur Messung der inneren Dämpfung von Glasfäden mittels Torsionsschwingungen im Vakuum. Untersuchung des Einflusses von Vorbehandlung, Flußsäure-Ätzung, Faserdurchmesser an einem Alkali-Kalk-Silikatglas. Die Messungen wurden bei Frequenzen unter 1 Hz durchgeführt. Es ergab sich ein steiler Anstieg im Bereich von etwa 0,04 bis 0,10 Hz. Deeg.

**10808 Sh. Yamaguehi.** *Untersuchung des thermalen Verhaltens des Klebemittels durch Elektronenbeugung.* Kolloidzshr. **151**, 73—74, 1957, Nr. 1. (März.) (Tokyo, Sci. Res. Inst. Ltd. 31 Kamifuji, Hongo.) Erprobt an Araldite wird gezeigt, daß die Epitaxie des Klebemittels auf dem Substrat bei thermischer Beanspruchung reversibel ist („Thermotropie“). H. Ebert.

## IX. Biophysik

**10809 M. F. Perutz and V. Scatturin.** *A test of the usefulness of direct mathematical methods in the structure analysis of a protein.* Acta cryst. **7**, 799—800, 1954, Nr. 12. (10. Dez.) (Cambridge, Engl., Cavendish Lab., Med. Res. Counc. Unit. Study Molecul. Struct. of Biol. Systems.) Schön.

**10810 Mones Berman and Robert Schoenfeld.** *Invariants in experimental data on linear kinetics and the formulation of models.* J. appl. Phys. **27**, 1361—1370, 1956, Nr. 11. (Nov.) (New York, Sloan-Kettering Inst., Div. Biophys.; Brooklyn, N. Y., Polytech. Inst.) Zur mathematischen Beschreibung physiologischer Untersuchungen mit radioaktiven Indikatoren wird der untersuchte Organismus in räumliche Fächer mit zugehörigen Übergangswahrscheinlichkeiten für das in den



Fächern befindliche Material eingeteilt. Für jedes Fach wird eine Differential-Gleichung aufgestellt. Man erhält ein System von Gleichungen, deren Konstanten und Parameter in Beziehung gesetzt werden (Matrizen). Die Konstanten (z. B. Umsatzraten) erhält man, indem die experimentellen Kurven durch eine Summe von Exponentialfunktionen dargestellt werden (zeitliche Verteilung des injizierten Indikators, Zeitfunktion der Exkretion). Sind nicht alle Konstanten bekannt, so lassen sich die Grenzen, zwischen denen die Parameter liegen, bestimmen. Das Verfahren wird an einem numerischen Beispiel illustriert.

Baumgärtel.

**10811 D. Naidoo and O. E. Pratt.** *A freeze drying apparatus for neurohistochemical work.* Vacuum 4, 195—197, 1954, Nr. 2. (Apr., erschienen Sept. 1956.) (London, Univ., Maudsley Hosp., Inst. Psychiatry, Dep. Neuropathol.) Die Einrichtung arbeitet bei Drucken zwischen 2 und 0,02 Torr und besteht aus einem tiefgekühlten, im Glasrohr befindlichen Wachsblok, einem PIRANI-Vakuummeter sowie einem  $P_2O_5$ -Gefäß.

H. Ebert.

**10812 Yutaka Kohasi and Osamu Fujimura.** *On vowel synthesis with the repeated use of a tuned amplifier and a magnetic-tape recorder.* Bull. Kobayasi Inst. phys. Res. (jap.) 5, 191—198, 1955, Nr. 4. (Okt./Dez.) (Orig. jap. m. engl. Zfg.) Vff. stellten synthetische Vokallaute her, indem sie eine Sägezahnspannung über einen selektiven Verstärker (Schaltung mit WIEN-Brücke) leiteten, der auf den Grundformanten abgestimmt war. Die Ausgangsspannung wurde mit einem Magnettongerät aufgezeichnet und die Aufnahme ein zweites Mal über den selektiven Verstärker abgespielt, wobei dieser jetzt auf den zweiten Formanten abgestimmt war. Auch dieser Vorgang wurde wieder auf Band aufgenommen und so fort, bis nach vier oder fünf Schritten ein Vokal nachgebildet war. Die dazu notwendigen Filtereinstellungen werden angegeben. Die Ergebnisse stimmen im allgemeinen mit aus Vokalanalysen bekannten überein. Eine Ausnahme bildet jedoch das japanische „u“, das sich ohne 1 kHz-Anhebung in natürlicher Klangfarbe nachbilden ließ, während mehrere Autoren eine 1 kHz-Spitze bei den gesprochenen Lauten feststellten. Neben der Sägezahnspannung wurde auch ein Viola-Ton zur Synthetisierung der Vokale benutzt. Mit ihm ergaben sich überraschend natürlich klingende Vokale. Dieser Effekt wird auf die natürlichen Schwankungen des Tones zurückgeführt, die denen der menschlichen Stimme entsprechen.

Kallenbach.

**10813 D. G. Boyer.** *Film-badge dosimetry: development of a standard calibration curve.* Nucleonics 13, 1955, Nr. 11, (Nov.) S. 106—109. (Idaho Falls, Idaho, Nat. Reactor Test. Stat., Idaho Operat. Off., Health Safety Div.) 834 Standard-Kurven (Schwärzung als Funktion der Dosis) von zehn verschiedenen Filmchargen des Typs Du Pont 552, die zu Strahlenschutzmessungen bei Ra-, Gamma- und U-Betastrahlung dienten, wurden verglichen. Dabei zeigte es sich, daß bei einer Streubreite von  $\pm 7\%$  die Auswertung mit Hilfe einer Standard-Kurve vorgenommen werden kann und daß zur Feststellung der Abweichung von dieser Standardkurve die Ermittlung eines Kontrollpunktes genügt, da die verschiedenen Empfindlichkeiten der einzelnen Chargen sich nur durch eine verschiedene Neigung der Schwärzungskurve auswirken.

W. Hübner.

**10814 Ernest C. Anderson, Robert L. Schuch, James D. Perrings and Wright H. Langham.** *The Los Alamos human counter.* Nucleonics 14, 1956, Nr. 1, (Jan.) S. 26—29. (Los Alamos, Univ. Calif., Los Alamos Sci. Lab.) Der von den Vff. beschriebene „Human Counter“ besteht aus einem zylindrischen Tank von 183 cm Länge und 76 cm Durchmesser, und einem inneren dünnwandigen Zylinder von 46 cm Durchmesser. Der Raum zwischen beiden Zylindern ist mit 635 l einer szintillierenden Lösung angefüllt, deren Szintillationen mit 108 Sekundär-

elektronenvervielfachern gemessen werden. Die ganze Apparatur ist mit rund 20 Tonnen Blei geschützt. Die Empfindlichkeit des Zählers beträgt  $5 \cdot 10^{-10}$  c für ein Nuklid, das einen Gammastrahl pro Zerfall emittiert. Bei größeren Proben z. B. von Lebensmitteln, können  $3 \cdot 10^{-12}$  c/kg nachgewiesen werden. Der natürliche  $^{40}\text{K}$ -Gehalt des menschlichen Körpers (rund  $10^{-8}$  c) kann in 2 min auf etwa 5 % genau bestimmt werden. Der gemessene Verlauf der Körperaktivität infolge  $^{40}\text{K}$  in Abhängigkeit vom Körpergewicht wird diskutiert. Das Forschungsprogramm umfaßt u. a. Untersuchung von Menschen und Lebensmitteln, Kaliumgehalt des Körpers und seine pathologisch bedingten Abweichungen von der Norm, Retention von gammastrahlenden Spaltprodukten, Untersuchung von Betastrahlern mittels der Bremsstrahlung und Messung der natürlichen Gammaaktivität des Menschen.

R. Jaeger.

**10815 Norbert J. Kreidl and Gerald E. Blair.** *A system of megareöntgen glass dosimetry.* Nucleonics **14**, 1956, Nr. 1, (Jan.) S. 56—60. (Rochester, N. Y. Bausch & Lomb. Opt. Co.) Für Routine-Messungen im Dosisbereich von  $5 \cdot 10^3$  bis  $4 \cdot 10^6$  rep (etwa ebensoviel rad, d. Ref.) wird eine Dosimeteranordnung bestehend aus einem einfachen Spektrometerphotometer und strahlenempfindlichen Gläsern wie Silberphosphatglas oder Kobaltglas (F-0450) beschrieben. Die Vor- und Nachteile der verschiedenen Gläsern in bezug auf Energie- oder Temperaturabhängigkeit werden diskutiert. Die Vorteile der Glasdosimeter sind neben den geringen Kosten und der guten Reproduzierbarkeit die Möglichkeit der Anwendung unter rauen Bedingungen.

R. Jaeger.

**10816 R. L. Mather, R. A. Taylor and C. S. Cook.** *Mobile laboratory measures fallout activity.* Nucleonics **14**, 1956, Nr. 8, (Aug.) S. 69. (San Francisco, U. S. Naval Radiol. Def. Lab.) Es wird kurz ein Spezialfahrzeug für  $\gamma$ -Spektralmessungen in durch Kernwaffenversuche schwach verunreinigtem Gelände beschrieben.

Trier.

**10817 D. A. Campbell and L. D. Test.** *Scintillation-detector doorway monitor.* Nucleonics **14**, 1956, Nr. 12, (Dez.) S. 39—40. (Richland, Washington, General Electric Company.) Die beschriebene Überwachungsanlage besteht aus sieben wenig  $\gamma$ -empfindlichen Anthracen-Scintillationszählern, von denen je drei an den seitlichen Türrahmen und einer am oberen Türrahmen montiert sind. Sie dient zur automatischen Feststellung von  $\beta$ -verseuchter Kleidung des Betriebspersonals. Der Scintillator ist in Pulverform auf eine Luzit-Halbkugel geklebt, um eine geringere Richtungsabhängigkeit zu erreichen. Die Scintillationszähler sind über eine Mischstufe und den nachfolgenden Verstärker mit Diskriminator an einen Mittelwertmesser mit einer Alarmanlage und Schreiber angeschlossen. Der normale Untergrund beträgt 200 Imp./min, die Alarmschwelle ist einstellbar auf 400 bis 500 Imp./min. Als Maß für die Empfindlichkeit wird mitgeteilt, daß eine  $0,5 \mu\text{c}$ -Quelle eines  $3,5 \text{ MeV}$ - $\beta$ -Präparats die Alarmanlage auslöst, wenn sie im normalen Schrittempo durch den Türeingang gebracht wird.

W. Kolb.

**10818 Herbert Rabin and William E. Price.** *Cobalt-60 field distributions using silver activated phosphate glass.* Phys. Rev. (2) **98**, 1154, 1955, Nr. 4. (15. Mai.) (U. S. Naval Res. Lab.) Zur Dosimetrie sehr intensitätsreicher  $\gamma$ -Strahlung eignet sich die Änderung der optischen Absorption nach Bestrahlung in einem Glas aus 50 %  $\text{Al}(\text{PO}_3)_3$ , 25 %  $\text{Ba}(\text{PO}_3)_2$  und 25 %  $\text{KPO}_3$ , dem 8 %  $\text{AgPO}_3$  zugesetzt wurden. Die hohe Empfindlichkeit erlaubt Messungen zwischen  $2$  und  $10^6$  rep. Mit kleinen Platten aus diesem Glas wurde die Verteilung des  $\gamma$ -Strahlungsfeldes einer  $2,5 \text{ kC}$   $\text{Co}^{60}$ -Quelle untersucht.

Mayer-Kuckuk.

**10819 Marguerite J. Davis.** *The irradiation of single cells and parts of single cells in tissue cultures by a microbeam of alpha particles.* Research Film **2**, 172—176,

1956, Nr. 4. (Dez.) (Cambridge, Univ., Dep. Radiotherap.) Durch Einwirkung von Strahlung auf bestimmte Teile einer lebenden Zelle lassen sich Aussagen über die Art der Strahlungseinwirkung und über den Einfluß der betreffenden Zellkomponente auf die Funktionen der Zelle machen. Für derartige Untersuchungen wird eine Anordnung beschrieben, die einen  $\alpha$ -Teilchen-Strahl (Polonium) mit 1—1,5  $\mu$  Durchmesser auszublenden gestattet. Ein am Stativ eines Phasenkontrast-Mikroskops befestigter Schwingarm, der die Strahlenquelle mit dem Blendensystem aufnimmt, kann auf das Objekt eingestellt werden. Durch Verwendung eines Objektivs mit 12 mm Präparat-Objektiv-Abstand bleiben während der Untersuchung und Bestrahlung des Objekts alle beweglichen Teile des Mikroskops fest. Nach der Bestrahlung wird die Strahlenquelle wieder zurückgeschwenkt. Eine elektromagnetisch gesteuerte Blende gibt die Blendenöffnung frei. Die Öffnungen von 1  $\mu$  Durchmesser werden hergestellt durch Aufdampfen von Zink im Vakuum auf Kupferfolien mit Öffnungen von 5—8  $\mu$  Durchmesser. Baumgärtel.

10820 F. T. Binford. *A series for the F-functions of shielding computations.* Nucleonics 14, 1956, Nr. 12, (Dez.) S. 62—63. (Oak Ridge, Tenn., Nat. Lab.) Die Bildung des Integrals des Punktquellen-Integralgleichungskerns zur Erlangung eines Ausdrucks für das durch eine abgeschirmte Strahlenquelle entstehende Strahlungsfeld führt oft auf sog. „F-Funktionen“, die weder geschlossen integrierbar noch tabuliert sind. Deshalb wurden sie hier in eine Reihenform entwickelt, die das tabulierte Exponentialintegral enthält. Schneider.

10821 W. Binks. *Principles and standards of radiation safety.* Progr. Nuclear Energy (7) 1, 113—136, 1956. (Sutton, Surrey, Min. Health Med. Res. Council, Radiol. Protect. Serv.) In Genf wurden 50 Abhandlungen über Strahlenschäden und Strahlenschutzkontrolle vorgelegt. Vf. richtet seine Aufmerksamkeit in der Hauptsache auf zwei Gruppen. 1. Die maximal zulässigen Dosen, bei deren Festlegung zu bedenken ist, daß für die gleiche physikalische Dosis verschiedene Strahlenarten unterschiedliche Wirkungen geben und außerdem die Reaktion vom Organ abhängt. 2. Verwaltungsmäßige und gesetzgeberische Aufgaben. Über diese Fragen, die von Land zu Land eine andere Beurteilung erfordern, haben Japan, England, USA, USSR und die internationalen Büros der WHO und ILO Beiträge geliefert. R. Jaeger.

10822 C. S. Bachofer and Q. L. Hartwig. *Relation of structural configuration to protection against ionizing radiations.* Radiat. Res. 5, 528—541, 1956, Nr. 5. (Nov.) (Notre Dame, Ind., Univ., Dep. Biol.) An der Inaktivierung einer Bakteriophagenart auf Grund indirekter Strahlenwirkung wird die Strahlenschutzwirkung verschiedener Benzol-Derivate in Abhängigkeit von Dosis, pH-Wert und Konzentration der Schutzstoffe untersucht. Die Dosis wurde durch eine chemische Dosismessung ermittelt. Nach den Messungen zeigen Anthranilsäure und ein Derivat des Cyclohexans bessere Schutzwirkung als Salicylsäure und Benzoesäure. Bei der Anthranil- und der Salicylsäure steigt die Schutzwirkung in der Reihenfolge: meta — para — ortho — Zustand. Es werden Erklärungsmöglichkeiten für die Abhängigkeit der Schutzwirkung von der chemischen Konstitution gegeben. Baumgärtel.

## X. Astrophysik

10823 G. P. Pilnik. *The collimation of the transit instrument.* Astr. J., Moscow (russ.) 34, 97—101, 1957, Nr. 1. (Orig. russ. m. engl. Zfg.) V. Weidemann.



**10824 Hermann Haupt.** *Die Beobachtungen des Sonnenobservatoriums Kanzelhöhe im Jahre 1955.* Anz. öst. Akad. Wiss. 1956, S. 111—120, Nr. 11. Verteilung der Beobachtungstage, geschätzte Intensitäten der Emissionslinien von Protuberanzen, Grenzisophoten der Korona bei 5303 Å. V. Weidemann.

**10825 M. Waldmeier.** *Die Sonnenaktivität im Jahre 1955.* Vjschr. naturf. Ges. Zür. **101**, 139—154, 1956, Nr. 3. (31. Juli.) (Zürich, Eidgen. Sternw.) Häufigkeit der Sonnenflecken, photosphärischen Fackeln und Protuberanzen, Intensität der Koronalinie 5303 Å. V. Weidemann.

**10826 H. Alfvén und B. Lehnert.** *The sun's general magnetic field.* Nature, Lond. **178**, 1339, 1956, Nr. 4546. (15. Dez.) (Stockholm, Royal Inst. of Technol., Dep. of Electron.) Die vorliegende Notiz stellt eine Fortsetzung der Diskussion zwischen ALFVÉN und BABCOCK und insbesondere eine Antwort auf BABCOCKs Bemerkungen in Nature **178**, 533, 1956 dar. BABCOCK hatte auf Grund seiner mehrjährigen magnetographischen Beobachtungen den Schluß gezogen, daß das allgemeine Magnetfeld der Sonne in der Gegend von  $\sim 1$  Gauß liegt. Demgegenüber bemerkte ALFVÉN, daß dieser Schluß nur dann berechtigt ist, wenn die Effekte der Magnetoturbulenz zu vernachlässigen sind, jedenfalls solange man bei der Beobachtung über größere Gebiete der Sonnenoberfläche integriert, wie es bei den BABCOCKschen Beobachtungen zwangsläufig der Fall ist. Vff. führen als Beispiel ein quasi-stationäres, isothermes Gas an, dessen Druck (die magnetische Komponente eingeschlossen) konstant ist. Dann folgt für die über ein gewisses Gebiet gemittelte radiale (Sehstrahl-) Komponente des Magnetfeldes  $nH_z/n_0 = H_{0z} [1 - (h^2 + 2h_z^2)/8\pi n_0 k T_0]$ , wo  $n$  die Teilchendichte,  $n_0$  die Dichte bei verschwindendem turbulentem Feld  $h$ ,  $H_0$  das allgemeine Feld und  $T_0$  die konstante Temperatur sind. Vff. meinen, daß die in der Sonnenphotosphäre vorhandenen turbulenten Magnetfelder durchaus so stark sein können, daß der Ausdruck in der Klammer Null oder sogar negativ wird und damit die Messungen BABCOCKs möglicherweise gar nicht das allgemeine Magnetfeld der Sonne, sondern ein Mittel der Störfelder darstellen. Oster.

**10827 D. W. Beggs und H. von Klüber.** *A solar magnetograph.* Nature, Lond. **178**, 1412, 1956, Nr. 4547. (22. Dez.) (Cambridge, Univ., Observ.) Vff. berichten über die Testbeobachtungen, die mit dem neuen Magnetographen des Observatoriums in Cambridge durchgeführt wurden. Die Konstruktion des neuen Gerätes lehnt sich an die bekannte Konstruktion von BABCOCK an. Es wird zusammen mit dem Sonnenspektrographen in Cambridge betrieben, welcher ein BABCOCK-Gitter besitzt und in der 5. Ordnung ein Auflösungsvermögen von 600 000 erreicht. Die Messung der Magnetfelder geschieht bekanntlich mit Hilfe des ZEEMAN-Effektes, und zwar werden zwei schmale Bereiche aus den Flügeln einer FRAUNHOFER-Linie, die im Magnetfeld besonders einfach aufspaltet, ausgeblendet und über Polaroide im Differenzverfahren photoelektrisch gemessen. Diese Anordnung besitzt ein Auflösungsvermögen von etwa 1 Gauß, doch muß dabei mit einer ziemlich großen Spaltlänge gearbeitet werden. Nun hat sich durch die bisherigen Untersuchungen ergeben, daß in räumlich sehr kleinen Bereichen der Sonnenoberfläche (Durchmesser: Einige Bogensekunden), bevorzugt in der Fleckenzzone Magnetfelder außerhalb von größeren Flecken bis zu 100 Gauß existieren, die zum Teil jedenfalls mit „Poren“, kleinsten Flecken also, zusammenhängen, oder an der Stelle auftreten, wo nach einigen Tagen sich Flecken bilden. Auch das zu einem unpolaren Fleck gehörende Magnetfeld umgekehrter Polarität konnte in mehreren Fällen festgestellt werden. Zusammenfassend entsteht der Eindruck, daß die schwachen lokalen Magnetfelder räumlich eine ähnliche Struktur besitzen wie die durch die modernen Methoden entdeckten kleinen Gebiete auf der Sonnenoberfläche mit verhältnismäßig großen Geschwindigkeiten: Bei den üblichen

Methoden wird über ein zu großes Raumgebiet integriert und dadurch sowohl eine kleinere mittlere Geschwindigkeit wie ein schwächeres Magnetfeld gemessen.  
Oster.

**10828 V. G. Fessenkov.** *La vie sur les planètes et la constitution de leur atmosphère primitive: Rapport introductif.* Mém. Soc. Sci. Liège **18**, 135—140, 160, 1957, Nr. 1. (Moscou, USSR, Acad. Sci.)

**10829 G. de Vaucouleurs.** *Sur la pression et la composition de l'atmosphère de Mars.* Mém. Soc. Liège **18**, 161—164, 1957, Nr. 1. (Canberra, Aust., Yale-Columbia Southern Stat. Mount Stromlo.)

**10830 A. Dollfus.** *La vapeur d'eau dans l'atmosphère de la planète Mars.* Mém. Soc. Sci. Liège **18**, 165—168, 181, 1957, Nr. 1. (Meudon, Obs.)

**10831 A. I. Lebedinsky.** *Infrared molecular absorption in the atmosphere of Mars and the physical conditions on its surface.* Mém. Soc. Sci. Liège **18**, 174—181, 1957, Nr. 1. (Moscow, USSR, Univ.)  
V. Weidemann.

**10832 P. A. Forsyth and E. L. Vogan.** *The duration of forward-scattered signals from meteor trails.* Canad. J. Phys. **34**, 535—545, 1956, Nr. 6. (Juni.) (Ottawa, Can., Defence Res. Board, Radio Phys. Lab.) Die Abhängigkeit der Signaldauer von Wellenlänge und Empfindlichkeit des Instruments, die MCKINLEY (Can. J. Phys. **31**, 1121, 1953) bei Messung der Rückwärtsstreuung beobachtet hatte, wurde bestätigt und konnte entsprechend der Erwartung bei Vorwärtsstreuung genauer untersucht werden. Während die Empfindlichkeitsabhängigkeit den gegenwärtigen Theorien der Meteorstreuung entspricht, ist die Wellenlängenabhängigkeit bisher nicht zu erklären.  
V. Weidemann.

**10833 Johannes Hoppe.** *Die Massenabnahme der Meteoriten in der Erdatmosphäre und die neueren photographischen Beobachtungen.* Wiss. Z. Fr.-Schiller-Univ., Jena **5**, 535—538, 1955/56, Nr. 5/6. Vf. erklärt die früheren Anschauungen (Wiss. Z. Friedr. Schiller Univ. Jena **3**, 503, 1953/54) für nicht mehr tragbar und entwickelt eine neue Vorstellung des Verdampfungsvorgangs. In der Energiebilanz wird nunmehr neben der Energie des auftreffenden Luftpartikels und der des Meteoriten sowie der Verdampfungsenergie auch die Gitterschwingungsenergie der Meteormaterie und die Energie des entweichenden Luftpartikels berücksichtigt. Ferner wird zur Berechnung von einem Dreischichtenmodell der Atmosphäre ausgegangen und die extraterrestrische Temperatur der Meteoriten, von denen die drei Phasen getrennt behandelt werden, eingesetzt. Ebenso wie die verbesserte Verdampfungsfunktion wird die Wärmeübergangszahl und der Widerstandsbeiwert berechnet und in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit und Substanz der Meteoriten dargestellt. Die Grenzgeschwindigkeit, bei der die Verdampfung aufhört, ist wesentlich eine Funktion der Temperatur der Atmosphäre und der stofflichen Zusammensetzung. Es besteht Übereinstimmung mit den empirischen Befunden von CEPLECHA.  
V. Weidemann.

**10834 R. K. Sheline and J. E. Hooper.** *Probable existence of radioactive manganese-53 in iron meteorites.* Nature, Lond. **179**, 85—87, 1957, Nr. 4550. (12. Jan.) (Copenhagen, Univ., Inst. Theor. Phys.) Vf. benützten noch nicht veröffentlichte Messungen von JEFFRIES über die physikalischen Eigenschaften des  $^{53}\text{Mn}$ -Kerns zu einer verbesserten Bestimmung der Halbwertszeit, die an Stelle des früher angegebenen offensichtlich falschen Wertes von 140 a in Wahrheit in der Gegend von einigen Millionen Jahren liegen sollte. Nun ist eine der wichtigsten Bildungsmöglichkeiten von  $^{53}\text{Mn}$  die Reaktion  $^{56}\text{Fe}(p,\alpha)^{53}\text{Mn}$ . Wenn sich also die relativ lange Lebensdauer des Mangankerns bestätigen sollte, müßte sich mit Leichtigkeit eine  $^{53}\text{Mn}$ -Aktivität in Eisenmeteoriten nachweisen lassen, welche ja fast aus-

schließlich aus  $^{56}\text{Fe}$  bestehen, aus dem sich dann unter der Wirkung der primären kosmischen Strahlung das  $^{53}\text{Mn}$  bilden muß. Neben einer langen Halbwertszeit ist auch der Umstand günstig, daß in den Eisenmeteoriten nur etwa  $0,3\text{‰}$  Mn vorkommt. Es müßten sich so auch feinere Details feststellen lassen, insbesondere sollte die Aktivität in größeren Meteoriten etwa 3 cm unter der Oberfläche ihr Maximum erreichen, entsprechend den Energien der Primärteilchen und den Wirkungsquerschnitten des zugrundeliegenden Prozesses. Weiter sollte in den äußersten Schichten (falls diese nicht durch den Verdampfungsprozeß in der Erdatmosphäre entfernt sind) eine zusätzliche  $^{53}\text{Mn}$ -Bildung durch die energiearmen Protonen verursacht werden, welche bei Sonneneruptionen entstehen. Da diese Protonen im Erdfeld nach den Polen hin abgelenkt werden, könnte man vielleicht auch in terrestrischen Eisenlagern in Polnähe meßbare  $^{53}\text{Mn}$ -Mengen feststellen. Schließlich würde sich durch die  $^{53}\text{Mn}$ -Bildung eine zusätzliche Möglichkeit zur Altersbestimmung ergeben, die in sehr weit zurückliegende Zeiten reicht und so zusammen mit der Messung der in den Meteoriten entstandenen Tritiummengen vielleicht sogar zeitliche Variationen der Höhenstrahlung aufzufinden gestatten könnte.

Oster.

**10835 Jean I. F. King.** *Hopf's q-function and the X-and Y-functions of Chandrasekhar.* Bull. Am. Phys. Soc. (2) **1**, 222, 1956, Nr. 4. (26. Apr.) (S. B.)

Schön.

**10836 G. P. Pskovsky.** *The determination of absolute magnitudes of cepheids and supergiants. The zero point of the period-luminosity relation.* Astr. J., Moscow (russ.) **34**, 19—30, 1957, Nr. 1. (Orig. russ. m. engl. Zfg.)

V. Weidemann.

**10837 Charlotte M. Sitterly.** *The astrophysical importance of rare-earth spectra.* Spectrochim. Acta **8**, 290, 1956, Nr. 4/5. (Nov.) (S. B.) (Washington, D. C., Nat. Bur. Stand., Spectrosc. Sect.)

Pruckner.

**10838 G. R. Burbidge, F. Hoyle, E. M. Burbidge, R. F. Christy and W. A. Fowler.** *Californium-254 and supernovae.* Phys. Rev. (2) **103**, 1145—1149, 1956, Nr. 5. (1. Sept.) (Pasadena, Calif., Inst. Technol., Carnegie Institut. Washington, Mount Wilson a. Palomar Obs.; Kellogg Rad. Lab.) Es wird gezeigt, daß die spontane Spaltung von  $\text{Cf}^{254}$  mit einer Halbwertszeit von 55 d für die Form des zeitlichen Abfalls der Lichtkurven von Supernovae vom Typ 1 verantwortlich gemacht werden kann. Diese Kurven zeigen einen exponentiellen Abfall von 55 d. Es wird diskutiert, auf welche Art man sich die  $\text{Cf}^{254}$ -Synthese bei einem Supernova-Ausbruch vorstellen kann und warum die durch den Cf-Zerfall entstehende Energie über alle anderen möglichen Energien dominiert. Es läßt sich zeigen, daß zur Erklärung der beobachteten kosmischen Häufigkeitsverteilung der schweren Elemente sowohl langsam als auch schnell verlaufende Neutroneneinfangprozesse angenommen werden müssen.

Kl. Mayer.

**10839 B. A. Vorontsov-Velyaminov.** *Diffuse matter in spherical stellar systems.* Astr. J., Moscow (russ.) **34**, 8—18, 1957, Nr. 1. (Orig. russ. m. engl. Zfg.)

**10840 N. E. Kurochkin.** *The distribution of absorbing matter and the spiral structure of the galaxy.* Astr. J., Moscow (russ.) **34**, 31—44, 1957, Nr. 1. (Orig. russ. m. engl. Zfg.)

**10841 A. M. Mikisha and F. A. Tsitsin.** *On the distribution of mass in the galaxy.* Astr. J., Moscow (russ.) **34**, 45—54, 1957, Nr. 1. (Orig. russ. m. engl. Zfg.)

**10842 G. A. Shajn.** *The orientation to the galactic equator of the general magnetic field of the galaxy in the solar vicinity.* Astr. J., Moscow (russ.) **34**, 3—7, 1957, Nr. 1. (Orig. russ. m. engl. Zfg.)

V. Weidemann.



**10843 A. W. Rodgers and D. M. Myser.** *Solutions of the negative Emden polytropes.* Mon. Not. R. astr. Soc. **114**, 620—627, 1954, Nr. 6. (Mount Stromlo, Res. School Obs., Res. School Phys. Sci.; Sydney, Univ., Dep. Elect. Engng.) Mit Hilfe eines Analogiegerätes werden die Polytropen, die in der Theorie der Kugelsternhaufen und -nebel von Bedeutung sind, berechnet und tabellarisch sowie graphisch dargestellt. Mehrere Modelle von Kugelhaufen werden untersucht.

V. Weidemann.

**10844 Winston H. Bostick and Orrin A. Twite.** *Simulation of astrophysical processes in the laboratory.* Nature, Lond. **179**, 214—215, 1957, Nr. 4552. (26. Jan.) (Livermore, Calif., Univ., Radiat. Lab.) Vff. benützten eine Anordnung, bei der in einen auf einige  $10^{-3}$  Torr ausgepumpten Tank von etwa 10 cm Durchmesser aus symmetrisch angeordneten „Plasma Guns“ Plasmoide etwa radial eingeschossen wurden. Die Plasmoide bestanden aus Deuterium und Titan-Ionen. Senkrecht zur „Schußebene“ durchsetzte den Tank ein Magnetfeld von einigen kGauß. Das Rekombinationsleuchten der Plasmoide ließ sich mit Hilfe von KERR-Zellen-Aufnahmen (2  $\mu$ s Belichtungszeit) über einen Zeitraum von bis zu 30  $\mu$ s verfolgen. Die Plasmoide hatten Anfangsgeschwindigkeiten bis  $10^7$  cm/s. Unter den angegebenen Verhältnissen wurden folgende Erscheinungen beobachtet: Setzt man gleichzeitig vier Plasmaquellen in Gang, so wickeln sich die vier Plasmoide in dem Magnetfeld zunächst zu einer Art Spirale auf, von der nach 10 bis 20  $\mu$ s nur noch ein Ring übrig bleibt. Benützt man dagegen nur zwei Plasmaquellen, so entstehen nach einigen  $\mu$ s je nach Druck und Stärke des Magnetfelds Gebilde, die den Barred Spirals, also den Milchstraßensystemen von der Form eines gestreckten S, sehr ähnlich sind. Geht man mit dem Druck herauf (bis  $20 \cdot 10^{-3}$  Torr), so können sich die Plasmoide nicht mehr vereinigen und bilden bis zum Abklingen der Leuchterscheinungen ein Plasmoidenpaar. Vff. möchten in diesen Erscheinungen ein Laboratoriumsbeispiel für die Bildung von Galaxien, Gasnebeln und Sternen sehen, wenn man berücksichtigt, daß die charakteristische Länge, Zeit, Dichte und das Feld im Laboratorium um Faktoren von resp.  $10^{22}$ ,  $10^{23}$ ,  $10^{12}$ — $10^{13}$ ,  $10^9$  kleiner, die Geschwindigkeiten vergleichbar sind. Oster.

## XI. Geophysik

**10845 V. G. Fessenkov.** *The early thermal history of the earth.* Astr. J., Moscow (russ.) **34**, 105—119, 1957, Nr. 1. (Orig. russ. m. engl. Ztg.)

V. Weidemann.

**10846 J. J. Gilvarry.** *Temperatures in the earth's interior.* J. atmos. terr. Phys. **10**, 84—95, 1957, Nr. 2. (Febr.) (Santa Monica, Calif., Rand Corp.)

W. Becker.

**10847 R. Zeuch.** *Die graphische Herdbestimmung von Erdbeben.* Beitr. Geophys. **65**, 216—226, 1956, Nr. 3. In zwei Nomogrammen werden Herdentfernung und Herdtiefe mit den Laufzeitunterschieden S-P und pP-P sowie S-P und PP-P in Beziehung gebracht.

K. Jung.

**10848 Kurt Burkhart.** *Die Fortschritte der erdmagnetischen Meßtechnik.* Phys. Bl. **13**, 250—258, 1957, Nr. 6. (Juni.) (Fürstfeldbruck.)

Beggerow.

**10849 J. Veldkamp.** *Een nucleaire magnetometer.* Ned. Tijdschr. Natuurk. **22**, 363—364, 1956, Nr. 11. (Nov.) Vf. bezieht sich auf die Arbeit von PACKARD und VARIAN (Ber. **33**, 3291, 1954) und beschreibt die Möglichkeiten der Erdfeldmessung mittels paramagnetischer Protonenresonanz.

Capptuller.

**10850 P. Mauersberger.** *Zur Bestimmung des äußeren Anteils des geomagnetischen Hauptfeldes.* Beitr. Geophys. **65**, 185—206, 1956, Nr. 3. Stellt man das permanente erdmagnetische Feld mit Kugelfunktionen niedriger Ordnung dar, so wird ein äußeres Feld vorgetäuscht, wenn man die Koeffizienten durch Ausgleichung bestimmt. Dieser Übelstand tritt nicht auf, wenn man das Entwicklungsverfahren von C. NEUMANN anwendet.

K. Jung.

**10851 P. Mauersberger.** *Das Mittel der Energiedichte des geomagnetischen Hauptfeldes an der Erdoberfläche und seine säkulare Änderung.* Beitr. Geophys. **65**, 207—215, 1956, Nr. 3. Aus der Entwicklung nach Kugelfunktionen wird die mittlere Energiedichte des permanenten erdmagnetischen Feldes für verschiedene Epochen berechnet. In den Jahren 1845 bis 1945 ergibt sich eine Abnahme von  $88,0 \cdot 10^{-4}$  erg.cm<sup>-3</sup> auf  $81,3 \cdot 10^{-4}$  erg.cm<sup>-3</sup>.

K. Jung.

**10852 G. Fanslau und O. Lucke.** *Über die Veränderlichkeit des erdmagnetischen Hauptfeldes und seine Theorie.* Z. Geophys. **22**, 121—216, 1956, Nr. 3/4. Lage und Intensität des Dipols und der drei einfachen Quadrupole werden, mit zehn-jährigen Abständen, von 1850 bis 1950 in Tabellen und Kurven angegeben. Zwei der Quadrupole führen neben einer Westdrift von  $24^\circ$  in 100 Jahren eine fast ebenso schnelle nordwärtige und südwärtige Bewegung aus. Jeder einfache Multipol bis zur dritten Ordnung kann von einem zonalen Strom erzeugt werden; diese Ströme werden für den Dipol und die einfachen Quadrupole berechnet. Die Ströme müssen in den obersten Schichten des Erdkerns fließen. Dagegen fließen die Konvektionsströme, auf denen die Veränderlichkeit der Tageslänge beruht, in äquatorparallelen Ebenen und haben keinen direkten Zusammenhang mit den säkularen Änderungen des erdmagnetischen Feldes. Sieht man die Materie des äußeren Erdkerns als hochionisiertes Plasma an, so zeigt sich, daß der Sitz des erdmagnetischen Feldes in der Grenzschicht zwischen dem Mantel und dem Kern der Erde liegen kann. Für den Zusammenhang der Materiekonvektion und der elektrischen Stromdichte werden Abschätzungen gegeben. In der Westdrift der erdmagnetischen Gebilde drückt sich die Westwärtswanderung langer hydrodynamischer Wellen aus.

K. Jung.

**10853 H. Volland.** *Diskussion erdmagnetischer Beobachtungen bei Sonnenfinsternissen.* Beitr. Geophys. **65**, 331—346, 1956, Nr. 4. Die Beobachtungsergebnisse von vier Sonnenfinsternissen erweisen, daß ein vom Vf. aufgestelltes Modell der Ionosphärenströme geeignet ist, die erdmagnetischen Sonnenfinsterniseffekte zu erklären.

K. Jung.

**10854 A. Belluigi.** *Berechnung der elektrischen Leitfähigkeit des Bodens bei bekannter Verteilung des Oberflächenpotentials.* Beitr. Geophys. **65**, 171—184, 1956, Nr. 3. Unter der Voraussetzung, daß sich die elektrische Leitfähigkeit des Bodens nur mit der Tiefe ändert, wird eine auf Reihenentwicklungen beruhende Methode abgeleitet, mit der man die Verteilung der Leitfähigkeit aus der an der Oberfläche gemessenen Verteilung des Potentials berechnen kann. Zwei einfache theoretische Beispiele erläutern das Verfahren.

K. Jung.

**10855 B. A. Bagariazky and N. I. Fedorova.** *Spectra of the aurora and night-airglow in the infrared region up to 11,800 Å.* Suppl. J. atmos. terr. Phys., "The Airglow and the Aurorae" **5**, 174—177, 1955. (S. B.) (Moscow, Acad. Sci., Geophys. Inst.)

**10856 V. A. Petukhov.** *Solar neutron ejection as the cause of aurorae and magnetic storms.* Suppl. J. atmos. terr. Phys., "The Airglow and the Aurorae" **5**, 254—261, 1955. (S. B.) (Moscow, Acad. Sci., Geophys. Inst.)

Elsässer.

## Stoffgliederung der Physikalischen Berichte, Heft 11, 1957

### I. Allgemeines

|  |      |
|--|------|
| 1. Allgemeines .....                             | 1817 |
| 2. Lehrbücher .....                              | 1817 |
| 3. Biographisches .....                          | 1819 |
| 4. Unterricht .....                              | —    |
| 5. Mathematik .....                              | 1821 |
| 6. Relativitätstheorie .....                     | 1823 |
| 7. Quanten- und Wellen-<br>mechanik .....        | 1825 |
| 8. Allgemeine theoretische<br>Ansätze .....      | —    |
| 9. Philosophische Grenzfragen ..                 | 1829 |
| 10. Größen — Definitionen<br>(Dimensionen) ..... | 1830 |
| 11. Einheiten .....                              | —    |
| 12. Allgemeine Konstanten .....                  | —    |
| 13. Auswertung von Messungen ..                  | 1830 |
| 14. Labortechnik .....                           | 1830 |

### II. Mechanik

|  |      |
|--|------|
| 1. Allgemeines .....                                       | 1831 |
| 2. Mechanik fester Körper,<br>Elastizität .....            | 1832 |
| 3. Plastizität, Viskosität<br>mechanische Relaxation ..... | 1833 |
| 4. Hydro- und Aerodynamik .....                            | 1834 |
| 5. Technische Mechanik .....                               | 1835 |
| 6. Ballistik .....   | 1835 |

### III. Akustik

|                             |      |
|-----------------------------|------|
| 1. Allgemeines .....        | 1836 |
| 2. Meßverfahren .....       | —    |
| 3. Schallerzeugung .....    | —    |
| 4. Schallausbreitung .....  | 1837 |
| 5. Schallempfang .....      | —    |
| 6. Schallaufzeichnung ..... | 1837 |
| 7. Infra-Ultraschall .....  | 1837 |

### IV. Wärme

|  |      |
|--|------|
| 1. Allgemeines .....   | —    |
| 2. Temperaturmessung .....   | —    |
| 3. Wärmemengenmessung .....  | —    |
| 4. Wärmeleitung, Wärmeüber-<br>gang, Wärmeaustausch ....                   | 1837 |
| 5. Einfluß der Temperatur auf<br>Volumen und Struktur der<br>Materie ..... | 1838 |
| 6. Thermodynamik .....   | 1838 |
| 7. Hygrometrie .....   | 1840 |
| 8. Wärmestrahlung .....  | —    |
| 9. Statistische Thermodynamik ..   | 1840 |
| 10. Kinetische Gastheorie .....  | 1841 |

### V. Aufbau der Materie

|  |      |
|--|------|
| 1. Allgemeines .....                               | 1841 |
| 2. Kernphysikalische<br>Meßverfahren .....         | 1841 |
| 3. Kernphysikalische<br>Beschleunigungsmethoden .. | 1849 |
| 4. Technik der Kernenergie ..                      | 1850 |
| 5. Elementarteilchen .....                         | 1850 |
| 6. Atomkerne .....                                 | 1859 |
| 7. Kernreaktionen .....                            | 1863 |
| 8. Kosmische Strahlung .....                       | 1902 |
| 9. Korpuskularstrahlen .....                       | 1903 |
| 10. Atome (Atomspektren) .....                     | 1904 |
| 11. Moleküle .....                                 | 1910 |
| 12. Kristalle .....                                | 1921 |
| 13. Flüssigkeiten .....                            | 1928 |
| 14. Anisotrope Flüssigkeiten ...                   | —    |
| 15. Makromoleküle .....                            | 1929 |
| 16. Grenzflächen und dünne<br>Schichten .....      | 1931 |
| 17. Disperse Systeme .....                         | —    |

### VI. Elektrizität und Magnetismus

|  |      |
|--|------|
| 1. Allgemeines .....                             | —    |
| 2. Meßmethoden und<br>Instrumente .....          | 1933 |
| 3. Elektrostatik .....                           | —    |
| 4. Magnetostatik .....                           | —    |
| 5. Magnetismus .....                             | 1934 |
| 6. Elektrodynamik .....                          | 1941 |
| 7. Metallische Leitung .....                     | 1942 |
| 8. Supraleitung .....                            | 1943 |
| 9. Halbleiter .....                              | 1944 |
| 10. Ionenleitung in Flüssigkeiten                | 1952 |
| 11. Leitung in Gasen .....                       | 1954 |
| 12. Dielektrika .....                            | 1956 |
| 13. Grenzflächen .....                           | 1958 |
| 14. Schwachstromtechnik .....                    | 1959 |
| 15. Starkstrom- und<br>Hochspannungstechnik .... | —    |
| 16. Physik der elektrischen Wellen               | 1960 |
| 17. Röhrentechnik .....                          | 1970 |

### VII. Optik

|   |      |
|---|------|
| 1. Allgemeines .....                                    | —    |
| 2. Meßtechnik und Instrumente                           | 1972 |
| 3. Interferenz, Beugung,<br>Streuung .....              | 1975 |
| 4. Brechung, Dispersion,<br>Reflexion .....             | 1976 |
| 5. Absorption, Emission,<br>Remission .....             | 1977 |
| 6. Geometrische Optik .....                             | 1978 |
| 7. Kristalloptik, Polarisation,<br>Doppelbrechung ..... | 1978 |



8. Optik bewegter Körper .... —
9. Lichttechnik ..... 1979
10. Photochemische Reaktionen. 1979
11. Materiewellen ..... —
12. Lumineszenz in  
kondensierten Phasen ..... 1980

### VIII. Werkstoffe

1. Allgemeines ..... —
2. Werkstoffprüfung ..... 1984
3. Metalle, Legierungen ..... 1985
4. Keramische Werkstoffe .... 1987
5. Gesteine und Mineralien ... —
6. Organische Werkstoffe ..... —
7. Brennstoffe, Öle,  
Schmiermittel ..... —
8. Aufbereitung, Alterung,  
Technologie ..... —
9. Technische Anwendungen,  
Bearbeitung ..... 1988

### IX. Biophysik

1. Allgemeines ..... 1988
2. Physiologische Akustik .... 1989
3. Physiologische Wärme ..... —
4. Physiologische Elektrizität . —
5. Physiologische Optik ..... —
6. Strahlenbiologie ..... 1989

### X. Astrophysik

1. Allgemeines ..... 1991
2. Sonne ..... 1992
3. Planeten und Monde ..... 1993
4. Kometen und Meteore .... 1993
5. Sternaufbau ..... 1994
6. Fixsterne und galaktische  
Objekte ..... 1994
7. Interstellare Materie ..... 1994
8. Stellarstatistik ..... —
9. Sternsystem ..... 1994
10. Außergalaktische Objekte .. —
11. Kosmologie ..... —
12. Kosmogonie ..... 1995

### XI. Geophysik

1. Allgemeines ..... —
2. Erdkörper, Schwere ..... 1995
3. Erdkruste, Seismik,  
Vulkanismus ..... 1995
4. Erdmagnetismus, Erdströme 1995
5. Polarlicht, Nachthimmel-  
licht, Ionosphäre ..... 1996
6. Luftelektrizität ..... —
7. Physik der Gewässer,  
Glazeologie ..... —
8. Physik der Atmosphäre .... —
9. Angewandte Geophysik .... —

## Namenregister zu Heft 11, Band 36, 1957, der Physikalischen Berichte

- |  |                                   |                                   |                                     |
|--|-----------------------------------|-----------------------------------|-------------------------------------|
| Aa, J. M. L. C. . . . .                | Ashworth, F. . . . .              | Behr, J. . . . .                  | Bobenrieth, A. . . . .              |
| van der . . . . . 1942                 | . . . . . 1933                    | . . . . . 1930                    | . . . . . 1830                      |
| Abraham, A. . . . . 1860               | Asunmaa, S. K. . . . . 1841       | Bellemans, A. . . . . 1818        | Bockelman, C. K. . . . . 1865, 1874 |
| Adam, J. . . . . 1986                  | Atkins, K. R. . . . . 1928        | Belliboni, G. . . . . 1869        | Boehm, F. . . . . 1876, 1887        |
| Adams, J. B. . . . . 1850              | Atoji, M. . . . . 1921            | Bellis, H. E. . . . . 1913        | Boer, E. de . . . . . 1939          |
| Adams, R. M. . . . . 1913              | Auld, B. A. . . . . 1970          | Belluigi, A. . . . . 1996         | Boer, J. de . . . . . 1838          |
| Adirovitch, E. I. . . . . 1984         | Ault, N. N. . . . . 1987          | Benedict, W. S. . . . . 1912      | Boettcher, A. . . . . 1924          |
| Adkins, J. E. . . . . 1832             | Axel, P. . . . . 1846             | Beneventano, M. . . . . 1855      | Bohon, R. L. . . . . 1928           |
| Adrian, F. J. . . . . 1926             | Bachofer, C. S. . . . . 1991      | Bennett, H. E. . . . . 1906       | Bohun, A. . . . . 1984              |
| Agashe, V. V. . . . . 1949             | Baehr, H. D. . . . . 1820         | Bennett, J. M. . . . . 1906       | Boillet, P. . . . . 1837            |
| Ager-Hanssen, H. . . . . 1869          | Bagariazky, B. A. . . . . 1996    | Benoist, P. . . . . 1895          | Boll, R. H. . . . . 1975            |
| Aizerman, M. A. . . . . 1831           | Bain, W. C. . . . . 1969          | Benson, A. A. . . . . 1845        | Bolmgren, C. R. . . . . 1893        |
| Ajzenberg-Selove, F. . . . . 1876      | Bair, J. K. . . . . 1865          | Bent, R. . . . . 1879             | Bonch-Bruевич, V. L. . . . . 1923   |
| Akhiezer, A. . . . . 1895              | Ball, C. J. P. . . . . 1820       | Berg, M. . . . . 1987             | Bond, W. L. . . . . 1832            |
| Alazaroiaie, E. . . . . 1965           | Ball, J. J. . . . . 1839          | Bergman, G. . . . . 1986          | Bondarenko, V. V. . . . . 1943      |
| Alderson, R. H. . . . . 1933           | Ballantine, D. S. . . . . 1930    | Bergmann, P. G. . . . . 1840      | Bonetti, A. . . . . 1854            |
| Aldrich, L. T. . . . . 1848            | Banbury, P. C. . . . . 1948       | Berlincourt, D. . . . . 1958      | Born, M. . . . . 1841               |
| Aleksit, T. Z. . . . . 1822, 1823      | Bannik, B. P. . . . . 1868        | Berman, M. . . . . 1988           | Bose, A. G. . . . . 1965            |
| Alfvén, H. . . . . 1992                | Barnard, M. . . . . 1948          | Bernard, J. . . . . 1985          | Bosnjakovic, F. . . . . 1820        |
| Aline, P. G. . . . . 1925              | Barnardini, G. . . . . 1855, 1856 | Bernard, M. . . . . 1948          | Bostick, W. H. . . . . 1995         |
| Allen, E. . . . . 1973                 | Barnstein, J. . . . . 1896        | Bernardini, M. . . . . 1898       | Bothe, W. . . . . 1819              |
| Almqvist, E. . . . . 1888              | Bary, R. S. . . . . 1912          | Bernstein, J. . . . . 1896        | Bothorel, P. . . . . 1975           |
| Amado, R. D. . . . . 1842              | Bersohn, R. . . . . 1940          | Berry, R. S. . . . . 1912         | Bouchillou, P. . . . . 1967         |
| Amaldi, E. . . . . 1820, 1851          | Bertanza, L. . . . . 1903         | Bersohn, R. . . . . 1940          | Bousquet, P. . . . . 1932           |
| Amati, D. . . . . 1857                 | Bertaut, E. F. . . . . 1935       | Bertanza, L. . . . . 1903         | Boyer, D. G. . . . . 1989           |
| Anderson, E. C. . . . . 1989           | Bethke, G. W. . . . . 1914        | Bertaut, E. F. . . . . 1935       | Brady, L. E. . . . . 1979           |
| Anderson, K. A. . . . . 1848           | Beusch, W. . . . . 1841, 1845     | Bethke, G. W. . . . . 1914        | Brandt, H.-M. . . . . 1819          |
| Anderson, S. . . . . 1928              | Bijvoet, J. M. . . . . 1922       | Beusch, W. . . . . 1841, 1845     | Brandt, W. . . . . 1893             |
| Andrews, K. W. . . . . 1985            | Binford, F. T. . . . . 1991       | Bjork, J. M. . . . . 1922         | Bray, P. J. . . . . 1940            |
| Angell, C. L. . . . . 1914             | Binks, W. . . . . 1991            | Blair, G. E. . . . . 1990         | Brazos, J. N. . . . . 1871          |
| Anger, H. O. . . . . 1846              | Birks, L. S. . . . . 1985         | Blaise, J. . . . . 1908           | Breit, G. . . . . 1864              |
| Ankanna, S. . . . . 1957               | Bitter, F. . . . . 1909           | Blaser, J. P. . . . . 1900        | Breitschwerdt, K. . . . . 1952      |
| Antonov-Romanovsky, V. V. . . . . 1983 | Blackwell, L. . . . . 1918, 1919  | Blatt, J. M. . . . . 1854         | Brenner, A. . . . . 1820            |
| Antonowa, I. A. . . . . 1890           | Blaha, F. . . . . 1833            | Blet, G. . . . . 1952             | Brice, D. K. . . . . 1889           |
| Arenstein, E. A. . . . . 1924          | Blair, G. E. . . . . 1990         | Blevins, M. E. . . . . 1852, 1928 | Brice, M. K. . . . . 1875           |
| Arnst, D. . . . . 1944                 | Blaise, J. . . . . 1908           | Block, M. M. . . . . 1852, 1928   | Bridgman, P. W. . . . . 1943        |
| Arpiarian, N. . . . . 1981             | Blaser, J. P. . . . . 1900        | Blok, J. . . . . 1950             | Brody, S. B. . . . . 1949           |
| Asaro, F. . . . . 1882                 | Blatt, J. M. . . . . 1854         | Bloyaert, F. . . . . 1931         | Broida, H. P. . . . . 1861          |
| Aschmoneit, E.-K. . . . . 1952, 1972   | Blet, G. . . . . 1952             | Blum, J. M. . . . . 1845          | Brosi, A. R. . . . . 1883           |
| Ascoli, A. . . . . 1949                | Blevins, M. E. . . . . 1852, 1928 | Blum, J. M. . . . . 1845          | Brosz, O. . . . . 1836              |
| Asdente, M. . . . . 1949               | Block, M. M. . . . . 1852, 1928   | Blum, J. M. . . . . 1845          | Brovetto, P. . . . . 1898           |
| Ashkin, J. . . . . 1829, 1900          | Blok, J. . . . . 1950             | Blum, J. M. . . . . 1845          | Brown, C. J. . . . . 1922           |
|  | Bloyaert, F. . . . . 1931         | Blum, J. M. . . . . 1845          | Brown, J. . . . . 1964              |
|  | Blet, G. . . . . 1952             | Blum, J. M. . . . . 1845          | Brown, L. M. . . . . 1857           |
|  | Blevins, M. E. . . . . 1852, 1928 | Blum, J. M. . . . . 1845          | Brown, R. J. S. . . . . 1940        |
|  | Block, M. M. . . . . 1852, 1928   | Blum, J. M. . . . . 1845          | Browne, C. P. . . . . 1865          |
|  | Blok, J. . . . . 1950             | Blum, J. M. . . . . 1845          | Bruce, R. . . . . 1985              |
|  | Bloyaert, F. . . . . 1931         | Blum, J. M. . . . . 1845          | Bruck, H. . . . . 1850              |
|  | Blet, G. . . . . 1952             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blevins, M. E. . . . . 1852, 1928 | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Block, M. M. . . . . 1852, 1928   | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blok, J. . . . . 1950             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Bloyaert, F. . . . . 1931         | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blet, G. . . . . 1952             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blevins, M. E. . . . . 1852, 1928 | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Block, M. M. . . . . 1852, 1928   | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blok, J. . . . . 1950             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Bloyaert, F. . . . . 1931         | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blet, G. . . . . 1952             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blevins, M. E. . . . . 1852, 1928 | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Block, M. M. . . . . 1852, 1928   | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blok, J. . . . . 1950             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Bloyaert, F. . . . . 1931         | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blet, G. . . . . 1952             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blevins, M. E. . . . . 1852, 1928 | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Block, M. M. . . . . 1852, 1928   | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blok, J. . . . . 1950             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Bloyaert, F. . . . . 1931         | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blet, G. . . . . 1952             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blevins, M. E. . . . . 1852, 1928 | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Block, M. M. . . . . 1852, 1928   | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blok, J. . . . . 1950             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Bloyaert, F. . . . . 1931         | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blet, G. . . . . 1952             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blevins, M. E. . . . . 1852, 1928 | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Block, M. M. . . . . 1852, 1928   | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blok, J. . . . . 1950             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Bloyaert, F. . . . . 1931         | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blet, G. . . . . 1952             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blevins, M. E. . . . . 1852, 1928 | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Block, M. M. . . . . 1852, 1928   | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blok, J. . . . . 1950             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Bloyaert, F. . . . . 1931         | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blet, G. . . . . 1952             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blevins, M. E. . . . . 1852, 1928 | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Block, M. M. . . . . 1852, 1928   | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blok, J. . . . . 1950             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Bloyaert, F. . . . . 1931         | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blet, G. . . . . 1952             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blevins, M. E. . . . . 1852, 1928 | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Block, M. M. . . . . 1852, 1928   | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blok, J. . . . . 1950             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Bloyaert, F. . . . . 1931         | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blet, G. . . . . 1952             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blevins, M. E. . . . . 1852, 1928 | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Block, M. M. . . . . 1852, 1928   | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blok, J. . . . . 1950             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Bloyaert, F. . . . . 1931         | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blet, G. . . . . 1952             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blevins, M. E. . . . . 1852, 1928 | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Block, M. M. . . . . 1852, 1928   | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blok, J. . . . . 1950             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Bloyaert, F. . . . . 1931         | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blet, G. . . . . 1952             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blevins, M. E. . . . . 1852, 1928 | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Block, M. M. . . . . 1852, 1928   | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blok, J. . . . . 1950             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Bloyaert, F. . . . . 1931         | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blet, G. . . . . 1952             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blevins, M. E. . . . . 1852, 1928 | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Block, M. M. . . . . 1852, 1928   | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blok, J. . . . . 1950             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Bloyaert, F. . . . . 1931         | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blet, G. . . . . 1952             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blevins, M. E. . . . . 1852, 1928 | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Block, M. M. . . . . 1852, 1928   | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blok, J. . . . . 1950             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Bloyaert, F. . . . . 1931         | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blet, G. . . . . 1952             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blevins, M. E. . . . . 1852, 1928 | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Block, M. M. . . . . 1852, 1928   | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blok, J. . . . . 1950             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Bloyaert, F. . . . . 1931         | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blet, G. . . . . 1952             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blevins, M. E. . . . . 1852, 1928 | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Block, M. M. . . . . 1852, 1928   | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blok, J. . . . . 1950             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Bloyaert, F. . . . . 1931         | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blet, G. . . . . 1952             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blevins, M. E. . . . . 1852, 1928 | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Block, M. M. . . . . 1852, 1928   | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blok, J. . . . . 1950             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Bloyaert, F. . . . . 1931         | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blet, G. . . . . 1952             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blevins, M. E. . . . . 1852, 1928 | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Block, M. M. . . . . 1852, 1928   | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blok, J. . . . . 1950             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Bloyaert, F. . . . . 1931         | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blet, G. . . . . 1952             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blevins, M. E. . . . . 1852, 1928 | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Block, M. M. . . . . 1852, 1928   | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blok, J. . . . . 1950             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Bloyaert, F. . . . . 1931         | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blet, G. . . . . 1952             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blevins, M. E. . . . . 1852, 1928 | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Block, M. M. . . . . 1852, 1928   | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blok, J. . . . . 1950             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Bloyaert, F. . . . . 1931         | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blet, G. . . . . 1952             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blevins, M. E. . . . . 1852, 1928 | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Block, M. M. . . . . 1852, 1928   | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blok, J. . . . . 1950             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Bloyaert, F. . . . . 1931         | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blet, G. . . . . 1952             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blevins, M. E. . . . . 1852, 1928 | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Block, M. M. . . . . 1852, 1928   | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blok, J. . . . . 1950             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Bloyaert, F. . . . . 1931         | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blet, G. . . . . 1952             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blevins, M. E. . . . . 1852, 1928 | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Block, M. M. . . . . 1852, 1928   | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blok, J. . . . . 1950             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Bloyaert, F. . . . . 1931         | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blet, G. . . . . 1952             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blevins, M. E. . . . . 1852, 1928 | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Block, M. M. . . . . 1852, 1928   | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blok, J. . . . . 1950             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Bloyaert, F. . . . . 1931         | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blet, G. . . . . 1952             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blevins, M. E. . . . . 1852, 1928 | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Block, M. M. . . . . 1852, 1928   | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blok, J. . . . . 1950             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Bloyaert, F. . . . . 1931         | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blet, G. . . . . 1952             | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Blevins, M. E. . . . . 1852, 1928 | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |
|  | Block, M. M. . . . . 1852, 1928   | Blum, J. M. . . . . 1845          |                                     |

- Brueckner, K. A. .... 1828  
 Bruhat, G. .... 1819  
 Buchdahl, H. A. .... 1824  
 Buchwald, E. .... 1819  
 Buckingham, M. J. .... 1928  
 Budini, P. .... 1892  
 Buechner, W. W. 1865,  
 1874, 1879, 1895  
 Buerger, M. J. .... 1922  
 Burbidge, E. M. .... 1994  
 Burbidge, G. R. .... 1994  
 Burgow, N. A. .... 1890  
 Burkhart, K. .... 1995  
 Butler, S. T. .... 1854  
 Cagnat, V. .... 1985  
 Cagniant, Mme D. .... 1920  
 Cagniant, P. .... 1920  
 Caldriola, P. .... 1862  
 Campbell, D. A. .... 1990  
 Cardot, C. .... 1960  
 Carlson, R. R. .... 1878  
 Carlson-Lee, D. .... 1855  
 Carluccio, J. .... 1971  
 Carrassi, M. .... 1903  
 Carteron, J. .... 1822  
 Carver, T. R. .... 1860  
 Casabella, P. A. .... 1940  
 Case, K. M. .... 1828, 1853  
 Caspari, M. E. .... 1926  
 Caspary, H.-E. .... 1985  
 Catalan, M. A. .... 1904  
 Cauchols, P. .... 1959  
 Ceccarelli, M. .... 1851, 1852  
 Chabbal, R. .... 1974  
 Chamberlain, O. .... 1894  
 Chapman, A. C. .... 1935  
 Charles, R. G. .... 1834  
 Chase, D. M. .... 1867  
 Chernov, A. A. .... 1943  
 Cheston, W. B. .... 1895  
 Chiou, C. .... 1832  
 Christy, R. F. .... 1994  
 Chubb, T. A. .... 1927  
 Citron, A. .... 1850  
 Cleland, J. W. .... 1946  
 Clementel, E. .... 1895, 1898, 1899  
 Cloud, W. H. .... 1974  
 Cochran, W. .... 1922  
 Cohn, H. O. .... 1865  
 Coleman, D. F. .... 1872  
 Collins, R. L. .... 1930  
 Collongues, R. .... 1986  
 Condon, E. U. .... 1928  
 Conn, G. K. T. .... 1830, 1974  
 Cook, C. S. .... 1990  
 Cook, E. J. .... 1841  
 Coon, J. B. .... 1916  
 Cooper, L. N. .... 1855  
 Cooper, W. A. .... 1852  
 Corbridge, D. E. C. .... 1922  
 Cork, J. M. .... 1875  
 Cossow, J. .... 1831  
 Coupette, W. .... 1820  
 Cowan, C. L. jr. .... 1858  
 Cowan, R. D. .... 1829  
 Cragg, B. .... 1909  
 Craig, D. S. .... 1869, 1888  
 Craven, G. .... 1967  
 Crawford, J. H. jr. .... 1929, 1946, 1947  
 Cross, W. G. .... 1888  
 Crosswhite, H. M. .... 1973  
 Crowe, K. M. .... 1856  
 Crowhurst, N. H. .... 1967  
 Cuff, K. F. .... 1977  
 Cullwick, E. G. .... 1943  
 Curle, D. .... 1983  
 Curtis, R. B. .... 1855  
 Czyz, W. .... 1867  
 Daglish, H. N. .... 1830  
 Dahlke, W. .... 1967  
 Dallaporta, N. .... 1852, 1855  
 Danby, C. J. .... 1839  
 Danforth, W. E. .... 1959  
 Daniljan, G. W. .... 1890  
 Das, T. P. .... 1911  
 Dash, W. C. .... 1946  
 Davis, C. F. jr. .... 1936  
 Davis, G. L. .... 1848  
 Davis, M. J. .... 1990  
 Davis, R. jr. .... 1858  
 Day, M. C. jr. .... 1879  
 Day, P. .... 1902  
 Day, P. P. .... 1883  
 Debenedetti, A. .... 1855  
 DeBenedetti, S. .... 1851  
 Delcroix, J.-L. .... 1955  
 Deljagin, N. N. .... 1878, 1890  
 Demidow, A. M. .... 1878  
 Denisse, J.-F. .... 1955  
 Dennison, D. M. .... 1914  
 Devins, J. C. .... 1956  
 Diaconescu, V. .... 1840  
 Dianow, Klokow, W. L. .... 1984  
 Diehl, J. .... 1833  
 Dieke, G. H. .... 1906, 1973  
 Dillon, J. F. jr. .... 1937  
 Dilworth, C. .... 1854  
 Dimock, D. .... 1973  
 Dingle, R. B. .... 1944  
 Dittmar, W. .... 1924  
 Diven, B. C. .... 1867  
 Dixit, K. R. .... 1949  
 Dixon, N. E. .... 1970  
 Dockhorn, K. W. .... 1820  
 Dollfus, A. .... 1993  
 Domb, C. .... 1934  
 Dorain, P. B. .... 1939  
 Dows, D. A. .... 1927  
 Doyama, M. .... 1986  
 Drell, S. D. .... 1900  
 Dshelepov, B. S. .... 1848, 1864, 1890  
 Dubey, V. S. .... 1871, 1880  
 Dubois-Violette, P.-L. .... 1831  
 Duffield, R. B. .... 1868  
 DuMond, J. W. M. .... 1876  
 Dunoyer, J. M. .... 1839  
 Dunoyer, L. .... 1839  
 Dutta, A. K. .... 1909  
 Ebel, M. E. .... 1864, 1865  
 Eby, F. S. .... 1846  
 Eckart, F. .... 1956  
 Ecker, G. .... 1840  
 Eder, F. X. .... 1820  
 Edlen, B. .... 1906  
 Edmonds, D. S. jr. .... 1907  
 Egorova, M. S. .... 1951  
 Elsner, E. .... 1825  
 Ekstein, H. .... 1826  
 El-Ibiary, M. Y. .... 1964  
 El'ken, K. Iu. .... 1924  
 Elliott, J. .... 1968  
 Endt, P. M. .... 1874, 1879  
 Enge, H. A. .... 1895  
 Engelsmann, J. J. .... 1820  
 Enkel, F. .... 1959  
 Enz, U. .... 1837  
 Epelboin, I. .... 1952  
 Erickson, R. A. .... 1941  
 Evans, D. L. .... 1985  
 Ezawa, H. .... 1827  
 Fagg, L. W. .... 1877  
 Fairbairn, A. R. .... 1835  
 Fairbank, W. M. .... 1928, 1941  
 Famularo, K. F. .... 1893  
 Fano, U. .... 1879  
 Fanselau, G. .... 1996  
 Fassbender, H. .... 1841  
 Fawcett, E. .... 1943  
 Fedin, L. A. .... 1975  
 Fedorova, N. I. .... 1996  
 Feher, G. .... 1925, 1937, 1938  
 Feiner, F. .... 1900  
 Feld, B. T. .... 1866, 1867  
 Feldes, J. G. .... 1850  
 Feldman, D. .... 1828  
 Fenske, M. R. .... 1834  
 Fenyves, E. .... 1842  
 Ferguson, R. E. .... 1861  
 Ferml, E. .... 1850  
 Ferrell, R. A. .... 1870, 1944  
 Ferrero, F. .... 1866  
 Ferro, R. .... 1986  
 Ferroni, S. .... 1897, 1898  
 Fessenkov, V. G. .... 1993, 1995  
 Fiedler, H. .... 1840  
 Flithuth, H. .... 1852  
 Fine, M. E. .... 1832, 1986  
 Fine, S. .... 1950  
 Fischmeister, H. .... 1922  
 Fitsch, V. .... 1854  
 Fitzer, E. .... 1820  
 Fleischmann, R. .... 1819  
 Fleming, J. R. .... 1844  
 Florescu, N. A. .... 1831  
 Förster, Th. .... 1952  
 Foner, S. .... 1947  
 Forafontow, N. W. .... 1878  
 Forrester, A. T. .... 1909  
 Forsyth, P. A. .... 1993  
 Fortak, H. .... 1834  
 Fortet, R. .... 1821  
 Fowler, J. M. .... 1847  
 Fowler, W. A. .... 1894, 1994  
 Fox, R. .... 1844  
 Frahn, W. E. .... 1862  
 Franz, W. .... 1818  
 Fraser, J. S. .... 1847  
 Frauenfelder, H. .... 1888  
 Fred, M. .... 1906  
 Freedman, M. S. .... 1880  
 Freeman, J. M. .... 1877  
 Freier, G. D. .... 1893  
 Freier, P. .... 1844  
 Freier, P. S. .... 1845, 1868  
 French, J. B. .... 1865  
 Friauf, R. J. .... 1927  
 Friedman, M. H. .... 1900  
 Friedman, R. M. .... 1856  
 Frisman, E. V. .... 1929  
 Froment, M. .... 1952  
 Fry, W. F. .... 1869  
 Fubini, S. .... 1897  
 Fuchs, L. H. .... 1902  
 Fujii, Y. .... 1853  
 Fujimura, O. .... 1989  
 Fulton, C. D. .... 1941  
 Gabrielli, I. .... 1899  
 Galanin, M. D. .... 1846  
 Gallagher, C. J. jr. .... 1889  
 Gantayet, U. .... 1909  
 Gantmacher, F. R. .... 1831  
 Garelli, C. M. .... 1855  
 Gaskins, F. H. .... 1930  
 Gatchell, E. K. .... 1855  
 Gatto, R. .... 1857, 1897  
 Gaudemar, M. .... 1914  
 Gaydon, A. G. .... 1835  
 Geel, C. van .... 1931



- Geer, E. H. . . . 1877  
 Geilikman, B. T. . . . . 1895  
 Geißler, D. . . . . 1890, 1891  
 Geltman, S. . . . . 1904  
 Geniesse, J. C. . . 1834  
 Gergely, G. . . . . 1982  
 Germagnoli, E. . . . . 1949  
 Gerritsen, A. N. . . . . 1942  
 Gevartman, L. H. . . . . 1869  
 Gevers, R. . . . . 1921  
 Ghilezan, A. . . . . 1885  
 Gibbons, J. H. . . 1896  
 Gilbert, C. . . . . 1824  
 Gilvarry, J. J. . . 1995  
 Gladkovskij, V. V. . . . . 1951  
 Glasser, R. G. . . . 1868  
 Glauber, R. J. . . . 1893  
 Glauberman, M. H. . . . . 1822  
 Glines, A. . . . . 1930  
 Goebel, C. . . . . 1857  
 Gold, L. . . . . 1945  
 Goldanski, W. I. . . . . 1882  
 Goldin, L. L. . . . 1869, 1875, 1878, 1975  
 Goldstein, J. H. . . . . 1913  
 Goldwater, D. L. . . . . 1959  
 Golling, E. . . . . 1980  
 Good, M. L. . . . . 1884  
 Gopegul, P. L. de . . . 1823  
 Gordy, W. . . . . 1936, 1940  
 Gourary, B. S. . . 1926  
 Gouterman, M. . . 1917  
 Gove, H. E. . . . . 1888  
 Gove, N. B. . . . . 1881  
 Grave, H. F. . . . 1818  
 Gray, A. P. . . . . 1920  
 Green, H. S. . . . . 1827  
 Green, L. C. . . . . 1904  
 Greenhalgh, D. . . 1849  
 Greenlees, G. W. . . . . 1893  
 Greger, H. H. . . . 1987  
 Griffith, G. L. . . . 1872  
 Grigull, U. . . . . 1820  
 Grilli, M. . . . . 1852  
 Grishin, A. P. . . . 1846  
 Grodzins, L. . . . . 1863  
 Grosjean, C. C. . . 1892  
 Gross, E. P. . . . . 1941  
 Gross, P. . . . . 1820  
 Gruber, H. . . . . 1820  
 Gudmundsen, R. A. . . . . 1909  
 Guenther, A. H. . . . . 1917  
 Günther, K.-G. . . 1820  
 Guenther-schulze, A. . . 1954  
 Günzler, H. . . . . 1975  
 Gürsey, F. . . . . 1823  
 Gundert, E. . . . . 1967  
 Gupta, S. N. . . . . 1851  
 Gutowsky, H. S. . . . . 1937  
 Gyulai, J. . . . . 1941  
 Haber-Schaim, U. . . . . 1844, 1903  
 Haeberli, W. . . . . 1879, 1895  
 Hänlein, W. . . . . 1820  
 Hagedorn, F. B. . . . . 1894  
 Hahn, G. . . . . 1847  
 Halford, R. S. . . . 1913  
 Hall, V. C. jr. . . . 1850  
 Hamilton, J. F. . . . . 1979  
 Hamlen, R. P. . . . 1940  
 Hamm, F. A. . . . . 1979  
 Hampson, J. . . . . 1974  
 Handler, H. E. . . . 1886  
 Hanna, S. S. . . . . 1889  
 Hansen, M. . . . . 1820  
 Hanson, A. O. . . . 1866  
 Hara, O. . . . . 1853  
 Harbottle, G. . . . 1874  
 Harman, G. G. . . . 1981  
 Haroldsen, R. O. . . . . 1850  
 Harper, A. F. A. . . . 1942  
 Harper, P. G. . . . . 1923  
 Harris, L. . . . . 1977  
 Harrison, D. E. jr. . . 1903  
 Harrison, F. B. . . . 1858  
 Harth, E. M. . . . . 1852, 1928  
 Hartman, P. L. . . . . 1849  
 Hartmann, H. . . . . 1953  
 Hartwig, Q. L. . . . 1991  
 Haskin, D. M. . . . 1868  
 Hatch, E. N. . . . . 1876  
 Haupt, H. . . . . 1992  
 Havens, W. W. jr. . . 1879  
 Hawgood, J. . . . . 1825  
 Hayden, R. J. . . . . 1848  
 Hayes, W. . . . . 1915, 1916  
 Hayward, R. W. . . . . 1884  
 Haywood, B. C. . . . . 1893  
 Haywood, W. M. . . . . 1964  
 Heaton, L. . . . . 1896  
 Heber, G. . . . . 1818  
 Heckman, R. C. . . . . 1918  
 Hedgcock, F. T. . . 1948  
 Heer, C. V. . . . . 1925, 1941  
 Hegyl, I. J. . . . . 1984  
 Heiks, J. R. . . . . 1833  
 Hein, R. A. . . . . 1944  
 Heisenberg, W. . . . 1856  
 Heitmann, G. . . . . 1838  
 Helmer, R. G. . . . . 1875  
 Henry, R. W. . . . . 1881  
 Henry, W. E. . . . . 1941  
 Hensler, J. R. . . . 1929  
 Herbstein, F. H. . . . . 1933  
 Herlet, A. . . . . 1952  
 Herman, F. . . . . 1945  
 Herring, J. R. . . . 1904  
 Hersh, H. N. . . . . 1925, 1926  
 Hertz, H. . . . . 1829  
 Herzberg, G. . . . . 1920  
 Hexter, R. M. . . . . 1927  
 Heymer, G. . . . . 1923  
 Higgins, G. C. . . . 1972  
 Higginson, G. S. . . . . 1959  
 Hijmans, J. . . . . 1838  
 Hildebrand, R. H. . . . . 1900  
 Hill, A. J. . . . . 1980  
 Hille, G. H. . . . . 1980  
 Hillman, P. . . . . 1895  
 Hine, M. G. N. . . . 1850  
 Hinshelwood, Sir C. . . . . 1839  
 Hinz, W. . . . . 1928  
 Hoch, M. . . . . 1839  
 Hofbauer, H. . . . . 1820  
 Hofmann, E. . . . . 1820  
 Hohn, H. . . . . 1820  
 Hollander, J. M. . . 1875, 1882, 1889  
 Honig, A. . . . . 1945  
 Hooper, J. E. . . . . 1993  
 Hopkins, H. H. . . . 1978  
 Hopkins, J. C. . . . 1881  
 Hoppe, J. . . . . 1993  
 Hoppes, D. D. . . . 1884  
 Horváth, J. I. . . . . 1826, 1941  
 House, H. P. . . . . 1975  
 Houtappel, R. M. F. . . . 1966  
 Howells, E. R. . . . 1922  
 Hoyle, F. . . . . 1994  
 Hrdlička, J. . . . . 1979  
 Hrivnak, L. . . . . 1934  
 Huang, K. . . . . 1825  
 Huber, M. . . . . 1823  
 Hudson, A. M. . . . 1897  
 Hübner, E. . . . . 1830  
 Hübner, R. . . . . 1972  
 Hughes, R. H. . . . 1907  
 Hughes, V. W. . . . 1851  
 Hulzenga, J. R. . . . 1886  
 Humphreys, C. J. . . . . 1905, 1906  
 Hunsinger, W. . . . 1933  
 Hurd, R. A. . . . . 1969  
 Hurwitz, J. K. . . . 1909  
 Hutchison, C. A. jr. . . 1939  
 Hwang, C. P. . . . . 1941  
 Ichishima, I. . . . . 1913  
 Iernetti, G. . . . . 1899  
 Igo, G. . . . . 1872  
 Iljima, T. . . . . 1821  
 Ilm, K. I. . . . . 1890  
 Imai, T. . . . . 1959  
 Inchauspé, N. . . . . 1925  
 Intrator, J. . . . . 1921  
 Ishiguro, E. . . . . 1910  
 Ishii, S. . . . . 1950  
 Ivin, K. J. . . . . 1820  
 Jaccarino, V. . . . . 1907  
 Jackson, D. A. . . . . 1907  
 Jacob, K. P. . . . . 1884  
 Jacobs, J. A. . . . . 1878  
 Jacquinet, P. . . . . 1908, 1974  
 Jaeckel, R. . . . . 1904  
 Jaffe, H. . . . . 1958  
 Jansen, L. . . . . 1957  
 Jarvis, R. G. . . . . 1888  
 Jatar, D. P. . . . . 1909, 1954  
 Jawtusch, W. . . . . 1904  
 Jaynes, E. T. . . . . 1962  
 Jeffery, P. M. . . . 1849  
 Jellinghaus, W. . . . . 1819  
 Jenkins, F. A. . . . . 1860  
 Jenkins, J. A. . . . . 1952  
 Jenness, J. R. jr. . . . . 1972  
 Jentschke, W. K. . . . . 1846  
 Jesse, L. . . . . 1862  
 Jewsejew, W. S. . . . . 1882  
 Jørgensen, C. K. . . . . 1904  
 Johansson, A. C. E. . . . 1973  
 Johnson, B. H. . . . 1919  
 Johnson, E. R. . . . 1985  
 Johnson, P. O. . . . 1909  
 Joly, M. . . . . 1931  
 Jona, F. . . . . 1958  
 Jones, K. . . . . 1879  
 Jonker, G. H. . . . . 1958  
 Jordan, P. . . . . 1819  
 Joshi, M. C. . . . . 1878  
 Jost, W. . . . . 1818  
 Jull, G. W. . . . . 1903  
 Jursa, A. . . . . 1915  
 Kaltenbach, P. . . . . 1817  
 Kambe, K. . . . . 1921  
 Kamei, T. . . . . 1907  
 Kanda, Y. . . . . 1918, 1919  
 Kaneko, S. . . . . 1910  
 Karplus, R. . . . . 1828  
 Kates, J. . . . . 1968  
 Kato, K. . . . . 1957  
 Kattwinkel, W. . . . . 1832  
 Katz, J. J. . . . . 1913  
 Kawarabayashi, K. . . . . 1821  
 Keller, F. L. . . . . 1911  
 Keller, J. B. . . . . 1825  
 Kelly, W. H. . . . . 1886  
 Kelner, R. C. . . . . 1822  
 Kemp, W. R. G. . . . . 1942  
 Kessler, D. . . . . 1899  
 Kessler, K. G. . . . . 1905, 1906  
 Kessler, P. . . . . 1899  
 Ketelle, B. H. . . . . 1883  
 Keyes, R. J. . . . . 1947  
 Keyes, R. J. . . . . 1947  
 Kleffer, R. . . . . 1820

- Kihara, T. .... 1910  
 Kikuchi, C. .... 1936  
 Kikuchi, M. .... 1949  
 Kikuta, T. .... 1828  
 Kimpton, D. D. .... 1928  
 Kimura, K. .... 1878  
 Kind, A. .... 1862  
 King, A. P. .... 1963  
 King, J. I. F. .... 1994  
 Kingston, J. D. .... 1865  
 Kitahama, Y. .... 1823  
 Klaus, E. E. .... 1834  
 Klein, M. L. .... 1840  
 Klema, E. D. .... 1885  
 Kleman, B. .... 1917  
 Klemens, P. G. .... 1942  
 Kilkenberg,  
   P. F. A. .... 1904  
 Klüber, H. v. .... 1992  
 Knacke, O. .... 1838  
 Knepfel, H. .... 1845  
 Knight, J. D. .... 1879  
 Knight, W. D. .... 1940  
 Koba, S. .... 1910  
 Kobayashi, S. .... 1950  
 Koch, K. M. .... 1819  
 Koeppe, W. .... 1820  
 Kofler,  
   Valencak, H. .... 1987  
 Kofoed,  
   Hansen, O. .... 1857  
 Kohasi, Y. .... 1989  
 Kojima, S. .... 1957  
 Kok, J. A. .... 1972  
 Kolm, H. H. .... 1947  
 Kompfner, R. .... 1971  
 Kondratjew,  
   L. N. .... 1869  
 Kordes, E. .... 1976  
 Korringa, J. .... 1941  
 Koshiba, M. .... 1853  
 Koski, W. S. .... 1940  
 Kosmahl, H. .... 1967  
 Kost, H. .... 1820  
 Kostkowski,  
   H. J. .... 1977  
 Krack, J. .... 1955  
 Kralner, H. .... 1987  
 Kramer, H. P. .... 1960  
 Krasovsky,  
   A. A. .... 1831  
 Kraus, O. .... 1940  
 Kreidl, N. J.  
   1929, 1990  
 Kreuchen,  
   K. H. .... 1970  
 Krishnan,  
   Sir K. S. .... 1957  
 Krisjuk, E. M.  
   1863, 1890  
 Kröger, F. A. .... 1981  
 Kroener, E. .... 1926  
 Krohn, V. E. .... 1886  
 Krone, R. W.  
   1877, 1879, 1889  
 Krueger,  
   H. H. A. .... 1958  
 Krull, A. R. .... 1835  
 Kruse, T. .... 1879  
 Kuczynski,  
   G. C. .... 1986  
 Kulikova, N. M. .... 1868  
 Kumabe, I. .... 1878  
 Kuo, L. G. .... 1893  
 Kurochkin,  
   N. E. .... 1994  
 Kursunoglu, B. .... 1895  
 Kusnezowa,  
   G. A. .... 1890  
 Kvartskhava,  
   I. F. .... 1943  
 Labhart, H. .... 1912  
 Labunzow,  
   D. A. .... 1838  
 Lacher, J. R. .... 1820  
 Ladu, M. .... 1852  
 Laffitte,  
   Mile E. .... 1920  
 Lalande, R. .... 1920  
 Lamarsh, J. R. .... 1850  
 Lamb, W. E. jr.  
   1906, 1907  
 Lamberts,  
   R. L. .... 1972  
 Landrum,  
   B. L. .... 1916  
 Langham,  
   W. H. .... 1989  
 Larach, S. .... 1984  
 Latyschew,  
   G. D. .... 1863  
 Latyschew, G. D. .... 1890  
 Lauer, E. J. .... 1884  
 Launay, J. de. .... 1923  
 Lauritsen,  
   C. C. .... 1894  
 Lax, B. .... 1947  
 Lazareva, L. E. .... 1868  
 Leandri, G. .... 1917  
 Lebedinsky,  
   A. I. .... 1993  
 LeBlanc, F. .... 1915  
 Lebowitz,  
   J. L. .... 1840  
 Lecomte, J. .... 1830  
 Lederman,  
   L. M. .... 1897  
 Lee, L. D. jr. .... 1877  
 Lee, T. D. .... 1884  
 Lehnert, B. .... 1992  
 Leis, R. .... 1836  
 Lemmer,  
   R. H. .... 1862  
 Lenz, W.† .... 1819  
 Lepsius, R. .... 1841  
 Levchine, V. .... 1982  
 Leveque, A. .... 1874  
 Levine, D. .... 1969  
 Levine, N. .... 1888  
 Levintov, I. I.  
   1859, 1896  
 Lévy-Mandel,  
   R. .... 1850  
 Lew, H. .... 1907  
 Lewis, H. W.  
   1879, 1895  
 Lichten, W. .... 1920  
 Lichtenberger,  
   H. .... 1850  
 Lidozsky, L. .... 1879  
 Lifshitz, I. M. .... 1923  
 Likely, J. G. .... 1893  
 Lin, C. C. .... 1917  
 Lin, L.-Y. .... 1926  
 Lindenbaum,  
   S. J. .... 1848  
 Linfoot, E. H. .... 1978  
 Liotta, R. S. .... 1978  
 Lippincott,  
   E. R. .... 1910  
 Lippmann, H. .... 1821  
 Lipscomb,  
   I. W. .... 1921  
 Listengarten,  
   M. A. .... 1890  
 Litherland,  
   A. E. .... 1888  
 Llewellyn,  
   P. M. .... 1936  
 Lockett, E. E. .... 1869  
 Lönsjö, O. M. .... 1869  
 Loeple, E. .... 1845  
 Loeuille, E. .... 1835  
 Löwdin, P.-O. .... 1911  
 Lohmann, A. .... 1980  
 Lohrmann, E. .... 1903  
 Lokanathan, S. .... 1856  
 Lomon, E. L. .... 1899  
 Lord, J. J. .... 1844  
 Lord, N. W. .... 1925  
 Lord, R. C. .... 1920  
 Lorenz, A. .... 1820  
 Louchtchik,  
   T. B. .... 1982  
 Low, W. 1938, 1939  
 Luca, E. .... 1965  
 Lucke, O. .... 1996  
 Lüders, G. .... 1850  
 Lukirskij, P. I. .... 1975  
 Lyon, W. S. .... 1843  
 McAlister, E. D. .... 1973  
 McClure, J. W. .... 1942  
 Macfarlane,  
   G. G. .... 1846  
 Mac Gillavry,  
   C. H. .... 1922  
 McGowan,  
   F. K. .... 1883  
 Mack, J. E. .... 1908  
 McKee, J. M. .... 1958  
 McKeown, M. .... 1874  
 Mackin, R. J. jr. .... 1885  
 Mackle, H. .... 1820  
 McMillan, W. R. .... 1922  
 McNally,  
   J. R. jr. .... 1906  
 McSkimin,  
   H. J. .... 1832  
 Madan, M. P. .... 1841  
 Mader, S. .... 1833  
 Maeder, D.  
   1841, 1845  
 Malman, T. H. .... 1907  
 Major, J. K. .... 1842  
 Malakhov,  
   A. N. .... 1965  
 Malitson, I. .... 1988  
 Malitson, I. H. .... 1976  
 Malmberg,  
   P. R. .... 1845  
 Maltrud, H. R. .... 1881  
 Malvano, R. .... 1866  
 Mandeville,  
   C. E. .... 1871, 1880  
 Mangini, A. .... 1917  
 Mann, D. E. .... 1839  
 Mann, L. G. .... 1846  
 Mann, P. .... 1967  
 Manz, B. .... 1839  
 Marcatili, E. A. .... 1963  
 Marinelli, S. .... 1833  
 Marion, J. B. .... 1873  
 Mark, H. .... 1876  
 Marmier, P.  
   1876, 1887  
 Marshall, H. .... 1865  
 Marshak, H. .... 1896  
 Martelli, G. .... 1903  
 Marty, C. .... 1895  
 Matarrese,  
   L. M. .... 1936  
 Mather, R. L. .... 1990  
 Mathews, M. V. .... 1960  
 Mathieu, J. P. .... 1927  
 Mathot, V. .... 1818  
 Matsen, F. A.  
   1911, 1919  
 Matsubara, T. .... 1928  
 Matsuda, H. .... 1928  
 Matsuura, K. .... 1934  
 Mattoo, B. N. .... 1980  
 Matz, G. .... 1820  
 Mauersberger,  
   P. .... 1830, 1996  
 Maynard, F. B. .... 1971  
 Mazari, M. .... 1895  
 Megaw, H. D.  
   1921, 1958  
 Meggers, W. F. .... 1906  
 Meiklier, P. V. .... 1951  
 Meisl, C. .... 1820  
 Meissner, K. W.  
   1905, 1908  
 Meitner, L. .... 1819  
 Meldau, H. .... 1817  
 Mencher, A. .... 1861  
 Mende, H. G. .... 1823  
 Menis, O. .... 1975  
 Mercier, Y. .... 1975  
 Merlin, M. .... 1852  
 Merzbacher, E. .... 1904  
 Mesnil, M. du. .... 1960  
 Mesrobian,  
   R. B. .... 1930  
 Metropolis, N. .... 1894  
 Metz, D. J. .... 1930  
 Mével, J. .... 1962  
 Meyer, E. .... 1837  
 Meyer, P. .... 1895  
 Meyer-Schütz-  
   meister, L. .... 1901  
 Miagi, K. A. .... 1924  
 Michel, R. E. .... 1940  
 Midzuno, Y. .... 1910  
 Mignolet, J. .... 1931  
   J. C. P. .... 1931  
 Mihelich, J. W. .... 1884  
 Mikisha, A. M. .... 1994  
 Miller, A. V. .... 1896  
 Mills, W. R. jr. .... 1885  
 Milone, C. .... 1885  
 Milton, J. C. D. .... 1847  
 Minardi, E. .... 1892  
 Mitchell, E. N. .... 1884  
 Mitchell, M. L. .... 1845  
 Mitsufuji, I. .... 1959  
 Miyake, K. .... 1878  
 Miyake, S. .... 1924

- Miyasita, K. . . 1878  
 Mize, J. P. . . . 1879  
 Mizobuchi, A. . . 1873  
 Mizuno, Y. . . . 1915  
 Mizushima, M. . 1915  
 Mobley, R. C. . . 1896  
 Moesta, H. . . . 1820  
 Moffitt, W. E. . 1912  
 Molière, K. . . . 1923  
 Mond,  
   J. W. M. Du . . 1859  
 Montaldi, E. . . 1908  
 Moore, G. E. . . . 1839  
 Moore, M. N. . . 1821  
 Mooring, F. P. . 1877  
 Moorthy, V. K. . 1987  
 Moreau, J. . . . 1985  
 Morgan, H. C. . . 1840  
 Morgan, H. W. . 1913  
 Morgulis, N. D. .  
   1954, 1958  
 Motley, R. . . . 1854  
 Motol, R. . . . . 1984  
 Motz, H. 1863, 1966  
 Motz, H. T. . . . 1889  
 Moyer, B. J. . . . 1847  
 Mozer, F. S. . . . 1894  
 Mrozowski, S. . . 1905  
 Muehlhause,  
   C. O. . . . . 1858  
 Müller, C. . . . . 1817  
 Mukhina, L. S. . 1929  
 Mularchik,  
   T. M. . . . . 1979  
 Mullikan, R. S. . 1911  
 Murakawa, K. . . 1907  
 Muroga, S. . . . 1960  
 Myers, D. M. . . . 1995  
 Naendorf, B. . . . 1820  
 Nagakura, S. . . 1917  
 Nagle, D. E. . . . 1900  
 Naidoo, D. . . . 1989  
 Nakaya, T. . . . 1954  
 Napolitano, A. . 1987  
 Narasimhan,  
   N. A. . . . . 1915  
 Naugle, J.  
   1844, 1845, 1868  
 Nedowesow,  
   W. G. . . . . 1890  
 Nelson, C. M. . . 1929  
 Nesbet, R. K. . . 1911  
 Nesselmann, K. . 1820  
 Neumann, J. v. . 1879  
 Neumann, K. . . 1924  
 Nevin, T. E. . . . 1915  
 Newell, A. . . . . 1822  
 Newman, R. . . . 1946  
 Newson, H. W. . 1896  
 Newth, J. A. . . . 1852  
 Newton, A. S. . . 1830  
 Ney, E. P.  
   1844, 1845, 1868  
 Nichols, P. F. . . 1896  
 Nicolau, E. . . . 1933  
 Nielsen, A. H. . . 1911  
 Nielsen, H. N. . 1913  
 Nier, A. O. . . . 1859  
 Niggli, A. . . . . 1922  
 Nikitine, S. . . . 1976  
 Nisbet, A. . . . . 1956  
 Nishiyama, Z. . 1985  
 Nixon, J. D. . . . 1948  
 Nordhagen, R. . 1869  
 Norton, J. F. . . 1830  
 Nottebohm, H. . 1837  
 Novey, T. B. . . . 1880  
 Novick, M. . . . 1850  
 Novikova, G. I. . 1875  
 Nowikowa,  
   G. I. . . . . 1869, 1878  
 Odian, A. C. . . . 1866  
 O'Dwyer, J. J. . 1923  
 Oehme, R. . . . . 1900  
 Oetjen, G. W. . . 1820  
 Ogata, H. . . . . 1878  
 Ohno, K. . . . . 1915  
 Oleksa, S. . . . . 1858  
 Olness, J. W.  
   1879, 1895  
 Olving, S. . . . . 1971  
 Onitsch-  
   Modl, E. M. . . 1820  
 Or, L. d' . . . . . 1931  
 Orban, E. . . . . 1833  
 Ortueta,  
   R. de L. . . . . 1951  
 Osher, J. E. . . . 1847  
 Otto, W. H. . . . 1988  
 Pacault, A. . . . 1975  
 Pachner, J. . . . 1825  
 Pake, G. E. . . . 1940  
 Panofsky,  
   W. K. H. . . . . 1856  
 Paoloni, L. . . . 1829  
 Paris, C. H.  
   1874, 1879  
 Parkes, E. W. . . 1835  
 Parrish, W. . . . 1820  
 Parshad, R. . . . 1842  
 Parsons, B. N. . 1839  
 Patekul, G. M. . 1956  
 Patterson,  
   J. R. . . . . 1896  
 Paul, E. jr. . . . 1905  
 Pekárek, L. . . . 1954  
 Peker, L. K. . . . 1862  
 Pénege, L. . . . 1842  
 Penner, S. . . . . 1856  
 Penney, W. G. . 1819  
 Penning, J. R. . . 1881  
 Pepinsky, R. . . 1958  
 Percival, W. S. . 1967  
 Percus, J. K.  
   1825, 1829, 1831  
 Perlman, I. . . . 1882  
 Perrings, J. D. . 1989  
 Perrot, M. . . . . 1932  
 Persico, E. . . . 1850  
 Perutz, M. F. . . 1988  
 Peshkin, M. . . . 1857  
 Pestaner, J. F. . 1869  
 Peterson, L. . . . 1848  
 Peterson, R. P. . 1821  
 Peterson, V. . . . 1868  
 Petravić, M. . . 1893  
 Petrescu, V. . . . 1965  
 Petrova, K. I. . . 1979  
 Petrucci, G. . . . 1852  
 Petruska, J. A. . 1918  
 Petuchow, B. S. 1838  
 Petukhov,  
   V. A. . . . . 1996  
 Pevsner, A. . . . 1848  
 Pezaris, S. D. . . 1965  
 Pfister, H. . . . . 1945  
 Philippoff, W. . . 1930  
 Phillips, D. C. . . 1922  
 Phillips,  
   R. J. N. . . . . 1893  
 Plaux, L. . . . . 1914  
 Pickavance,  
   T. G. . . . . 1849, 1850  
 Pleper, G. F.  
   1841, 1842, 1872  
 Pigg, J. C. . . . . 1946  
 Pigman, W. . . . 1817  
 Pihl, M. . . . . 1838  
 Pilnik, G. P. . . . 1991  
 Plank, R. . . . . 1820  
 Plano, R. J. . . . 1900  
 Plateau, J. . . . . 1985  
 Pleasonton, F. . 1858  
 Pliutto, A. A. . . 1943  
 Poelstra, W. G. . 1971  
 Pohl, R. W. . . . 1921  
 Polo, S. R. . . . . 1916  
 Polvani, G. . . . 1820  
 Pomerantchuk,  
   I. . . . . 1895  
 Pope, M. I. . . . 1832  
 Pople, J. A. . . . 1935  
 Porter, F. T. . . . 1880  
 Porter, W. H. L. . 1850  
 Poté, A. J. . . . . 1850  
 Potnis, V. R.  
   1871, 1876  
 Pound, R. V.  
   1859, 1860, 1870  
 Prat, R. . . . . 1975  
 Pratt, G. W. jr. . 1829  
 Pratt, O. E. . . . 1989  
 Preti, E. . . . . 1835  
 Price, W. E. . . . 1990  
 Prigogine, I. . . . 1818  
 Primak, W. . . . 1902  
 Primich, R. I. . . 1961  
 Pringle, G. E. . . 1922  
 Pringle, R. W. . 1880  
 Prosser,  
   F. W. jr. . . . . 1889  
 Prusch, S. B. . . 1905  
 Pskovskiy, G. P. 1994  
 Puppi, G. . . . . 1849  
 Quisenberry,  
   K. S. . . . . 1859  
 Rabenhorst, H. . 1956  
 Rabi, I. I. . . . . 1908  
 Rabin, H. . . . . 1990  
 Raboy, S. . . . . 1886  
 Raether, H. . . . 1959  
 Ramsey, D. A. . . 1920  
 Randles, J. . . . 1901  
 Rank, D. H. . . . 1906  
 Rank, D. R. . . . 1917  
 Rao, K. N. . . . . 1913  
 Rasmussen,  
   J. O.  
   1863, 1882, 1889  
 Rauch, C. J. . . . 1925  
 Raybold, R. L. . 1981  
 Rayski, J. . . . . 1827  
 Raz, B. J. . . . . 1865  
 Read, W. G.  
   1877, 1879, 1889  
 Rebstock, H. . . . 1833  
 Reddie, J. S. . . . 1843  
 Redhead, P. A. . 1970  
 Reiche, F. . . . . 1977  
 Reines, F. . . . . 1858  
 Reiss, R. . . . . 1976  
 Remy, E. . . . . 1902  
 Restaino, A. J. . 1930  
 Reynolds, H. L. . 1844  
 Reynolds, S. A. . 1843  
 Rhodes, P. . . . . 1935  
 Ricamo, R. . . . . 1885  
 Rich, J. B. . . . . 1986  
 Richardson,  
   J. R. . . . . 1886  
 Riddle, C. . . . . 1975  
 Rideout, S. S. . . 1850  
 Ris, C. . . . . 1950  
 Rittner, E. S. . . 1950  
 Rivlin, R. S. . . 1832  
 Roberts, V. . . . 1946  
 Robertson,  
   J. M. . . . . 1922  
 Robertson,  
   W. W. . . . . 1919  
 Robin, S. . . . . 1974  
 Robinson,  
   F. N. J. . . . . 1970  
 Robinson,  
   G. W. . . . . 1912  
 Rodgers, A. W. . 1995  
 Rodney, W. . . . 1988  
 Rodney, W. S. . 1976  
 Roesch, W. C. . . 1843  
 Rogers, K. C. . . 1897  
 Roggen,  
   A. van 1936, 1940  
 Roggen,  
   L. van 1936, 1940  
 Rookshy, H. P. . 1934  
 Roos, C. E. . . . 1847  
 Roothaan,  
   C. C. J. . . . . 1904  
 Rosahl, O. . . . . 1820  
 Rosenbaum, B. . 1928  
 Rosenthal,  
   D. J. . . . . 1846  
 Rosenzweig,  
   L. N. . . . . 1867, 1895  
 Rossberg, M. . . 1837  
 Rossi, A. . . . . 1888  
 Rossi, B.  
   1850, 1854, 1903  
 Rossi, G. . . . . 1862  
 Rothe, H. . . . . 1967  
 Rothman, M. A. . 1880  
 Rousset, A. . . . 1975  
 Rowland, P. R. . 1945  
 Roy, S. K. 1944, 1957  
 Rubin, A. G. . . . 1876  
 Rubin, I. B. . . . 1975  
 Rubin, R. J. . . . 1840  
 Russell, H. N. . . 1819  
 Russell, R. K. . . 1916  
 Rustad, B. M. . . 1881  
 Sachs, M. . . . . 1864  
 Sadowiski, W. . . 1840  
 Sagar, A. . . . . 1842  
 Sakamoto, M.  
   1910 1950



- Salandin, G. . . . . 1852  
 Salkovitz, E. I. . . . . 1942  
 Salmeron, R.A. . . . . 1852  
 Salmon, J. . . . . 1955  
 Salvini, G. . . . . 1849  
 Salwen, H. . . . . 1840  
 Salzberg, C.D. . . . . 1973  
 Santeler, D. J. . . . . 1830  
 Sarkes, L. A. . . . . 1845  
 Savin, G. . . . . 1965  
 Sawicki, J. . . . .  
     1867, 1895  
 Scatturin, V. . . . . 1988  
 Schalkwyk, . . . . .  
     T.G.D. van. . . . . 1922  
 Schall, R. . . . . 1836  
 Scharff-Gold-  
   haber, G. . . . .  
     1873, 1874  
 Scharlau, A. . . . . 1820  
 Schatzman, E. . . . . 1819  
 Schein, M. . . . . 1868  
 Schelen, B.J.J. . . . . 1931  
 Schestopalow,  
   S. A. . . . . 1864  
 Schibalow, . . . . .  
   E. A. . . . . 1984  
 Schindler, A. I. . . . .  
     1942, 1943  
 Schljagin, K.N. . . . . 1885  
 Schmelssner, F. . . . . 1820  
 Schmid, E. . . . .  
     1820, 1833  
 Schmid, L. C. . . . . 1875  
 Schmidt, F. H. . . . . 1881  
 Schmidt, T. . . . . 1865  
 Schmitt, R. A. . . . . 1868  
 Schneider, A. . . . . 1923  
 Schodder, G.R. . . . . 1837  
 Schölzel, K. . . . . 1953  
 Schön, M. . . . . 1983  
 Schoenfeld, R. . . . . 1988  
 Schopper, H. . . . . 1900  
 Schuch, R. L. . . . . 1989  
 Schulz, I. . . . . 1928  
 Schuster, G. . . . . 1904  
 Schwarz-  
   schild, A. . . . . 1881  
 Schweinler, . . . . .  
   H. C. . . . . 1947  
 Scolman, T. T. . . . . 1859  
 Scovil, H.E.D. . . . .  
     1937, 1938  
 Seaton, M. J. . . . . 1909  
 Sechl, B. . . . . 1852  
 Seeger, A. . . . . 1833  
 Segall, B. . . . . 1882  
 Segré, E. . . . . 1894  
 Seidel, H. . . . . 1938  
 Seki, H. . . . . 1928  
 Selove, W. . . . . 1864  
 Sengupta, M. . . . . 1953  
 Sengupta, S.N. . . . . 1854  
 Sergejew, A.G. . . . .  
     1863, 1890  
 Series, G. W. . . . . 1860  
 Setti, R. L. . . . . 1851  
 Seymour, . . . . .  
   E. F. W. . . . . 1935  
 Shacklett, R.L. . . . . 1859  
 Shaffer, W. H. . . . . 1911  
 Shafroth, S.M. . . . . 1889  
 Shajn, G. A. . . . . 1994  
 Shalit, A. de . . . . . 1859  
 Shamshev, . . . . .  
   V. N. . . . . 1896  
 Sharma, H. D. . . . .  
     1909, 1954  
 Shartles, L. . . . . 1988  
 Shearer, J. N. . . . . 1917  
 Sheline, R. K. . . . . 1993  
 Shenstone, A.G. . . . . 1906  
 Shoemaker, . . . . .  
   D. P. . . . . 1986  
 Shrader, R. E. . . . . 1984  
 Shukowski, . . . . .  
   N. N. . . . . 1890  
 Shull, C. G. . . . . 1922  
 Sidhu, S. S. . . . . 1896  
 Sidman, J. W. . . . . 1919  
 Siegel, A. . . . . 1840  
 Silsbee, R. H. . . . . 1926  
 Silver, A. H. . . . . 1940  
 Simon, H. A. . . . . 1822  
 Singer, L. S. . . . . 1940  
 Singer, S. . . . . 1888  
 Sinha, M. S. . . . . 1854  
 Sisina-Molo-  
   shen, L. M. . . . . 1835  
 Sitenko, A. . . . . 1895  
 Sitterly, C. M. . . . . 1994  
 Sittkus, A. . . . . 1902  
 Skyrme, . . . . .  
   T. H. R. . . . . 1859  
 Slater, J. . . . . 1904  
 Slater, L. J. . . . . 1821  
 Slaughter, . . . . .  
   G. G. . . . . 1852, 1928  
 Slichter, C. P. . . . . 1860  
 Sllpecevič, . . . . .  
   C. M. . . . . 1975  
 Slowinski, . . . . .  
   E. J. jr. . . . . 1913  
 Sluis, K. L. . . . .  
   Van der . . . . . 1905  
 Smith, F.B. jr. . . . . 1881  
 Smith, R. J. . . . . 1942  
 Smith, R. V. . . . . 1847  
 Smith, W. G. . . . .  
     1882, 1889  
 Smollett, M. . . . . 1952  
 Smyth, H. T. . . . . 1987  
 Snell, A. H. . . . . 1858  
 Snow, G. A. . . . . 1853  
 Soest, J.L.van . . . . . 1840  
 Solem, A. D. . . . . 1957  
 Sorokin, A. A. . . . . 1878  
 Spoken, E. . . . . 1951  
 Sperduto, A. . . . .  
     1865, 1874, 1879  
     1895  
 Spighel, M. . . . . 1842  
 Spinel, W. S. . . . .  
     1878, 1890  
 Spinner, S. . . . .  
     1987, 1988  
 Sponer, H. . . . . 1919  
 Sprague, A. D. . . . . 1868  
 Spry, W. J. . . . . 1940  
 Squire, R. K. . . . . 1847  
 Staats, P. A. . . . . 1913  
 Stafford, G. H. . . . . 1895  
 Staicu, G. I. . . . . 1830  
 Standil, S. . . . . 1903  
 Stanford, G.S. . . . .  
     1842, 1872  
 Stapp, H. P. . . . . 1894  
 Starner, J. W. . . . . 1879  
 Stebel, O. . . . . 1820  
 Steele, M. C. . . . . 1944  
 Steenberg, K. . . . . 1845  
 Steffen, R. M. . . . .  
     1871, 1887  
 Stegun, I. A. . . . . 1905  
 Steigert, F. E. . . . . 1845  
 Stein, P. C. . . . . 1866  
 Steinberger, J. . . . . 1856  
 Steinmann, R. . . . . 1985  
 Steketee, J. . . . . 1950  
 Stelson, P. H. . . . . 1883  
 Stepanova, . . . . .  
   G. I. . . . . 1923  
 Stephens, . . . . .  
   F. S. jr. . . . . 1863  
 Stern, F. . . . . 1945  
 Stern, M. O. . . . . 1900  
 Sternheimer, . . . . .  
   R. M. . . . . 1908  
 Stevens, D. K. . . . . 1947  
 Stewart, J. W. . . . . 1833  
 Stille, U. . . . . 1817  
 Štirand, O. . . . . 1954  
 Stokes, A. R. . . . . 1976  
 Stoll, P. . . . . 1845  
 Stolz, H. . . . . 1944  
 Stopplni, G. . . . . 1855  
 Strandberg, . . . . .  
   M. W. P. . . . . 1936  
 Stratton, . . . . .  
   F. J. M. . . . . 1819  
 Streetman, . . . . .  
   J. R. . . . . 1911  
 Stribel, T. . . . . 1885  
 Stroke, H. H. . . . . 1907  
 Strominger, D. . . . . 1863  
 Strum, P. D. . . . . 1964  
 Stump, R. . . . . 1851  
 Sudarshan, G. . . . . 1857  
 Sugimoto, K. . . . . 1873  
 Sumbajew, . . . . .  
   O. I. . . . . 1975  
 Sun, K. H. . . . . 1845  
 Suzuki, K. . . . . 1924  
 Suzuki, Y. . . . . 1933  
 Swami, M. S. . . . . 1869  
 Swarup, P. . . . . 1914  
 Swiatecki, . . . . .  
   W. J. . . . . 1867  
 Sykes, M. F. . . . . 1934  
 Symanzik, K. . . . . 1893  
 Szyulkin, P. . . . . 1963  
 Szydlík, P. . . . . 1845  
 Taffara, L. . . . . 1892  
 Taieb, J. . . . . 1830  
 Tainsh, R. J. . . . . 1942  
 Takagi, S. . . . . 1924  
 Takayanagi, K. . . . . 1920  
 Talley, H. E. . . . . 1851  
 Tallone, L. . . . . 1855  
 Tanaka, Y. . . . .  
     1823, 1915  
 Tanttila, W.H. . . . . 1940  
 Tarumov, E.Z. . . . . 1896  
 Tau, L. . . . . 1855  
 Tawakley, . . . . .  
   V. B. . . . . 1836  
 Taylor, C. A. . . . . 1921  
 Taylor, R. A. . . . . 1990  
 Teegarden, . . . . .  
   K. J. . . . . 1981  
 Telegdi, V. L. . . . . 1901  
 Tellez-Plasen-  
   cia, H. . . . . 1977  
 Test, L. D. . . . . 1990  
 Thébault, J. . . . . 1830  
 Thiele, R. . . . . 1837  
 Thirion, J. . . . . 1885  
 Thirling, W. . . . . 1892  
 Thomas, H. . . . . 1883  
 Thomas, R. H. . . . . 1869  
 Thomer, G. . . . . 1836  
 Thompson, J.C. . . . . 1944  
 Thomson, J.O. . . . . 1927  
 Thosar, B. V. . . . . 1878  
 Thulin, A. . . . . 1831  
 Thulin, S. . . . . 1889  
 Thurnau, D.H. . . . . 1980  
 Tilton, G. R. . . . . 1848  
 Tlmofejew, . . . . .  
   P. W. . . . . 1958  
 Ting, Y. . . . . 1907  
 Tipler, W. . . . . 1820  
 Tischkin, P.A. . . . . 1848  
 Tishchenko, . . . . .  
   V. D. . . . . 1954  
 Tollis, B. de . . . . . 1978  
 Tomboulain, . . . . .  
   D. H. . . . . 1849  
 Tomkins, F.S. . . . . 1906  
 Tomozawa, Y. . . . . 1827  
 Tooley, F. V. . . . . 1987  
 Toppel, B. J. . . . . 1860  
 Torrey, H. C. . . . . 1940  
 Tortosa, J. . . . . 1932  
 Touschek, B.F. . . . . 1858  
 Townes, C. H. . . . . 1911  
 Trees, R. E. . . . . 1829  
 Tretjakow, J.F. . . . .  
     1878, 1975  
 Tretyakov, . . . . .  
   E. F. . . . . 1875  
 Treupel, H. . . . . 1924  
 Tribuno, C. . . . . 1866  
 Trigger, K. R. . . . . 1857  
 Tripp, R. D. . . . . 1894  
 Trommel, J. . . . . 1922  
 Trumpy, G. . . . . 1890  
 Tschan, N. S. . . . . 1848  
 Tschumin, . . . . .  
   W. G. . . . . 1890  
 Tsitsin, F. A. . . . . 1994  
 Tsvetkov, V.N. . . . . 1929  
 Tsytkin, Y. Z. . . . . 1831  
 Turchinets, W. . . . . 1880  
 Turski, A. . . . . 1963  
 Tutihasi, S. . . . . 1927  
 Tuzzolino, A.J. . . . . 1948  
 Twite, O. A. . . . . 1995  
 Umezawa, H. . . . . 1827  
 Utschewatkin, . . . . .  
   I. F. . . . . 1890  
 Vand, V. . . . . 1924  
 VanVeld, R.V. . . . . 1905  
 Vartanian, . . . . .  
   P. H. . . . . 1962  
 Vaucouleurs, . . . . .  
   G. de . . . . . 1993  
 Vautler, R. . . . . 1941

- Veenendaal,  
   A. L. .... 1922  
 Velasco, R. ... 1904  
 Veldkamp, J. ... 1995  
 Verdini, L. ... 1929  
 Vestine, E. H. ... 1821  
 Vigone, M. ... 1855  
 Villa, J. J. ... 1973  
 Villars, D. S. ... 1823  
 Villi, C.  
   1895, 1898, 1899  
 Vinding, J. P. ... 1966  
 Vlisscher,  
   W. M. .... 1870  
 Vitale, B. 1857, 1869  
 Vittoz, B. .... 1978  
 Vleck, J. H. van 1916  
 Vliet, K. M. van 1950  
 Vogan, E. L. ... 1993  
 Voigt, A. F. ... 1879  
 Volger, J. .... 1958  
 Volland, H. .... 1996  
 Vorontsov-  
   Velyaminov,  
   B. A. .... 1994  
 Wada, W. .... 1828  
 Waddington, G. 1820  
 Wagner, D. ... 1923  
 Wagner, F. jr. ... 1880  
 Walt, J. R. ... 1968  
 Waldmeier, M. 1992  
 Wallenmeyer,  
   W. A. .... 1856  
 Walsh, P. J. ... 1979  
 Walters, G. K. 1928  
 Wanlek, R. W.  
   1844, 1845  
 Ward, R. L. ... 1940  
 Ward, T. J. ... 1884  
 Wasserburg,  
   G. J. .... 1848  
 Waters, D. N. ... 1979  
 Wattenberg, A. 1866  
 Waymouth,  
   J. F. .... 1909  
 Webb, T. S. ... 1894  
 Weber, G. .... 1818  
 Weber, J. .... 1825  
 Weddelling, F. 1985  
 Weel, A. van ... 1969  
 Wegner, H. E. 1872  
 Weigang, O. E. 1919  
 Weil, J. .... 1879  
 Weinstein, R. ... 1866  
 Weir, C. .... 1988  
 Weir, C. E. ... 1988  
 Weiss, K. .... 1820  
 Weiss, R. .... 1907  
 Weissman, S. I. 1939  
 Weissmann, S.  
   1921, 1985  
 Wellensiek, G. 1820  
 Weller, A. .... 1952  
 Wells, A. F. ... 1922  
 Weneser, J. ... 1858  
 Werntz, C. ... 1895  
 Wertheim, G. K.  
   1859, 1870  
 West, H. I. jr.  
   1846, 1851  
 Wetherill,  
   G. W. .... 1848  
 Whetstone, J. ... 1924  
 White, G. K. ... 1942  
 Whitehead, C. ... 1895  
 Whitham, G. K. 1850  
 Whiting, G. W. 1945  
 Whittaker,  
   E. J. W. ... 1922  
 Whittemore,  
   O. J. jr. .... 1987  
 Wiebenga, E. ... 1820  
 Wiedenbeck,  
   M. L. .... 1886  
 Wiegand, C. ... 1894  
 Wiggins, T. A. ... 1917  
 Wilets, L. .... 1867  
 Wilhelmsson,  
   H. ... 1960, 1961  
 Wilkinson,  
   P. G. .... 1918  
 Willard, H. B. ... 1865  
 Williams, F. K. 1840  
 Williams,  
   G. A. .... 1937  
 Williamson,  
   R. M. .... 1896  
 Willis, B. T. M. 1934  
 Willman, H. ... 1985  
 Wilson, E. B. jr. 1913  
 Wilson, M. K. ... 1914  
   1842, 1891  
 Winckler, J. R. 1848  
 Winter, S. S. ... 1930  
 Wise, J. H. ... 1905  
 Witman, A. D.  
   1863, 1890  
 Wolfe, R. N. ... 1972  
 Wolfendale,  
   A. W. .... 1856  
 Wollicki, E. A. ... 1877  
 Wollan, E. O. ... 1922  
 Wong, E. .... 1939  
 Wood, J. H. ... 1829  
 Woodward,  
   L. A. .... 1979  
 Woolfson, M. M.  
   1921, 1922  
 Worobjew,  
   A. M. .... 1869  
 Worobjew, I. W. 1890  
 Worobjew,  
   W. D. ... 1863, 1890  
 Wright, G. T. ... 1846  
 Wright, W. A. ... 1834  
 Wu, C. S. .... 1881  
 Wulis, L. A. ... 1835  
 Yakovlev, V. A. 1868  
 Yamaguchi, S. 1988  
 Yamamoto, S. 1845  
 Yang, C. N.  
   1825, 1828, 1884  
 Yevick, G. J.  
   1825, 1829, 1831  
 Yodh, G. B. ... 1856  
 York, C. M. jr. 1848  
 Ypsilantis, T. ... 1894  
   T. J. .... 1894  
 Zachariasen, F. 1900  
 Zahlan, A. .... 1941  
 Zaitov, F. N. ... 1924  
 Zeuch, R. .... 1995  
 Zichichi, A. ... 1852  
 Zil'berman,  
   G. E. .... 1942  
 Zimmerman,  
   E. J. .... 1847  
 Zinn, W. H. ... 1850  
 Zitek, C. J. B. ... 1850  
 Zobel, W. .... 1871  
 Zoonen, D. van 1843  
 Zucker, A. .... 1844  
 Zurbrugg, E. ... 1820  
 Zwerdling, S. ... 1947

Redaktion und verantwortlich für den Inhalt: Oberregierungsrat Dr. Hermann Ebert. Anschrift der Redaktion: Braunschweig, Bundesallee 100, Fernsprecher: Braunschweig 2 05 21 und Prof. Dr. Michael Schön. Anschrift der Redaktion: Augsburg, Obere Lechdammstraße 65, Fernsprecher Augsburg 88 62. Verlag: Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig, Burgplatz 1, Fernruf: 2 21 84/85, Postscheckkonto: Hannover Nr. 227. Bezugspreis: Jahresabonnement einschließlich Register DM 118,-. Die Physikalischen Berichte erscheinen monatlich. Abbestellungen können nur bis vier Wochen vor Quartalsende anerkannt werden, andernfalls wird das folgende Quartal noch geliefert. Nachdruck, fotografische Vervielfältigungen, Mikrofilme, Mikrofotos von ganzen Heften, einzelnen Referaten oder Teilen daraus sind ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages nicht gestattet.











# REGISTER

zu den

## PHYSIKALISCHEN BERICHTEN

erleichtern Ihnen das Nachschlagen!

Bisher sind folgende Registerhefte erschienen:

|                    |                 |
|--------------------|-----------------|
| von Band 29 (1950) | DM 34.—         |
| Band 30 (1951)     | DM 34.—         |
| Band 31 (1952)     | DM 34.—         |
| Band 32 (1953)     | DM 34.—         |
| Band 33 (1954)     | DM 34.—         |
| Band 34 (1955)     | DM 34.—         |
| Band 35 (1956)     | in Vorbereitung |

Die Registerhefte enthalten:

Liste der Mitarbeiter  
Verzeichnis der referierten Zeitschriften  
Stoffgliederung  
Alphabetisches Namenregister

zum laufenden Jahrgang.

Alle seit 1950 erschienenen Text-Hefte sind noch lieferbar.

Bitte überprüfen Sie Ihre Sammlung!

Bestellungen erbeten

VERLAG FRIEDR. VIEWEG & SOHN  
BRAUNSCHWEIG